Zeitschrift
für den
Physikalischen und Chemischen Unterricht.

XXXVII. Jahrgang. 1924. Erstes Heft.

Eine schulmäßige Gravitationswage.

Von H. Keefer in Reutlingen (Wttbg.).

Es ist eine recht erfreuliche Tatsache, daß gegenwärtig mehr als früher versucht wird, im Schulunterricht auch die schwierigeren physikalischen Experimente vorzuführen, die etwa zur Bestätigung eines Grundgesetzes dienen. Solche Versuche vermitteln den Schülern physikalische Tatsachen, die viel mehr geeignet sind, ihnen das Erkennen und Erfassen der Gesetze zu erleichtern, als viele Worte des Lehrers. Sie zwingen dann die Schüler auch zum physikalischen Denken, d. h. zum Beurteilen der Wirkungen physikalischer Ursachen namentlich da, wo für das Gelingen der Versuche erforderlich ist, daß die Einflüsse einer Reihe von Nebenursachen auf ein Minimum vermindert werden müssen, wenn die Hauptwirkung einwandfrei in die Erscheinung treten soll.

Einer dieser Versuche ist der, der dazu bestimmt ist, die Newtonsche Massenanziehung nachzuweisen. Die allgemeine Schwere bestimmt die Bewegung der Himmelskörper; sie tritt auch zwischen der Erde und den nahe ihrer Oberfläche befindlichen Körpern als Schwerkraft (Erdschwere oder Gewicht) auf; und nun ist zu zeigen, daß sie auch zwischen den Körpern, die an der Erdoberfläche unserer Beobachtung unterworfen werden können, wirksam ist. Man darf wohl nicht annehmen, daß die Versuche zum Nachweis dieser Grundeigenschaft der Materie, die eines der Kennzeichen ihrer Existenz bildet, an vielen unserer Mittelschulen bis jetzt vorgeführt wurden. Häufig begegnet man da der Auffassung, daß solche Versuchsanordnungen über den Rahmen der Schulphysik hinausgehen, da man doch noch viel Wichtigeres in der kurzen für das Lehrziel zur Verfügung stehenden Zeit zu tun habe. Es gibt gewiß manche hochinteressante Versuche, die sich für die Schulphysik nicht lohnen. Wenn es aber gelingt, eine Versuchsanordnung zusammenzustellen, die gestattet, schon im physikalischen Anfangsunterricht das Vorhandensein und das Wirkungsgesetz derjenigen Naturkraft nachzuweisen, die die Königin im Reiche der Kräfte ist, mit deren Wirkungen wir die Schüler in der Mechanik zuerst bekannt zu machen haben und die uns im gesamten Physikunterricht der Mittel- und Oberstufe auf Schritt und Tritt begleitet, so haben wir eine sehr wertvolle, didaktische Vorarbeit für den späteren Physikunterricht geleistet und haben den Schülern überdies noch eine wissenschaftliche Grundlage auf diesem Gebiet gegeben, die sie vor manchen falschen Vorstellungen bewahren kann. Dies alles rechtfertigt den Zeit- und Kraftaufwand für eine so umfangreiche Versuchsanordnung. Von diesem Standpunkt aus sind auch die in dieser Zeitschrift veröffentlichten Arbeiten[1]) über die Herstellung von Gravitationswagen und über den damit geführten Nachweis der allgemeinen Newtonschen Massenanziehung im Schulunterricht sehr zu begrüßen. Auch der Verfasser hat sich schon seit Jahren mit der Vorführung der Gravitationswage im Unterricht befaßt. Da es ihm aber insbesondere darum zu tun war, schon im Lehrgange der Unterstufe diese rätselhafte Eigenschaft der Materie durch die anziehende Wirkung zweier Bleikugeln aufeinander zu zeigen, etwa so wie die ablenkende Wirkung eines Eisenstabes auf einen frei

[1]) Siehe diese Zeitschr. 33, 1920, S. 21; 35, 1922, S. 153 und 36, 1923, S. 42.

beweglichen Magnetpol vorgeführt wird, so war die qualitative Seite der Erscheinung bestimmend für den ganzen Aufbau des Apparates.

Die ersten klassischen Versuche über die Erscheinung der allgemeinen Massenanziehung sind schon 1798 von Cavendish[1]) ausgeführt worden. Sehr genaue Messungen wurden dann später 1894 von Boys[2]) unter Verwendung der von ihm erfundenen Quarzfäden gemacht. Dann haben auch C. Braun[3]) und R. v. Eötvös[4]) exakte quantitative Messungen mit der Gravitationswage angestellt[5]). Meistens wurde von diesen Forschern als Material für die kleinen, schwingenden Kugeln reines Gold oder Silber verwendet, damit bestimmt jeder magnetische Einfluß ausgeschaltet war. Dieser Umstand ist sehr beachtenswert für die Durchführung eines einwandfreien Versuches über die Massenanziehung. Deshalb ist bei Verwendung von Blei für beide Massen, für die ablenkende wie für die schwingende Masse, die Eisenfreiheit bestimmt festzustellen. Die geringste Spur von Eisenstaub auf den kleinen Bleikugeln kann bei der zarten Aufhängung die ganze Vorführung illusorisch machen, wenn man noch zeigen will, daß starke Magnete keinerlei ablenkenden Einfluß auf die Kugeln ausüben. Am besten nimmt man als Material für die kleinen Kugeln reines Silber oder chemisch reines Blei, das man sich elektrolytisch selbst herstellt oder aus Platten von Bleiakkumulatoren gießt. Die Eisenfreiheit kann mit einem hochempfindlichen Magnetometer festgestellt werden. Verfasser benützte dazu ein astatisches Nadelsystem, das an einem sehr dünnen Quarzfaden aufgehängt war. Als Aufhängung genügt hier auch ein äußerst feiner Kokonfaden. Nur ist natürlich das Fehlen des magnetischen Einflusses sicherer festgestellt, wenn das Magnetometer dieselbe Drehempfindlichkeit zeigt wie die Gravitationswage. Ob nun der eben genannte für die Beobachtung und für die Messung der allgemeinen Gravitation störende Einfluß in den in dieser Zeitschrift veröffentlichten Arbeiten umfassende Berücksichtigung erfuhr, ist nicht ohne weiteres aus denselben ersichtlich. Nach den Beobachtungsergebnissen zu urteilen, müßte dies aber doch geschehen sein.

Das von Th. Wulf[6]) für seine Messungen verwendete Prinzip der Resonanz oder das „Schaukelverfahren", wie er es nennt, läßt die Schüler aus dem Anwachsen der Ausschläge des schwingenden Systems einen Schluß ziehen auf die Anziehungskraft der Massen. Verfasser ist nicht überzeugt davon, daß diese Erscheinung gerade für den Schüler der Unterstufe, oder sagen wir für den Laien in physikalischen Dingen beweiskräftiger wirkt, selbst bei eingehender und bester Erklärung der Resonanzwirkung, als ein glatter, deutlicher, wenn auch nur 5 bis 10 cm betragender Ausschlag des Lichtzeigers, namentlich dann, wenn es gelingt, die Schwingungen so stark zu dämpfen, daß das Einspielen auf die Ruhelage nach 2 oder 3 Schwingungen erfolgt und wenn es außerdem gelingt, den Lichtzeiger auf den Nullpunkt zu lenken durch Drehung der anziehenden Massen in die senkrechte Symmetrieebene des schwingenden Systems. Diese Vorführungen müßten dann im Unterricht zusammenfallen mit den Vorführungen elektrischer und magnetischer Kraftwirkungen, da wo die Kraft als Ursache der Änderung des Bewegungszustandes eines Körpers besprochen wird. Man wird dann zeigen, daß selbst starke magnetische Kräfte keine Ablenkung der schwingenden Bleikugeln bewirken. Auch das Fehlen des Einflusses elektrischer Kräfte ist nachweisbar, wenn, wie bei des Verfassers Versuchsanordnung, ein metallisches Gehäuse auf elektrische Einflüsse abschirmend wirkt.

[1]) Cavendish: Phil. Trans. T. **83**, 388, 1798; Gilb. Ann. **2**.

[2]) Boys: Nature **50**, 1894, 330, 366, 417; Proc. R. Soc. **46**, 296; **56**, 131; Phil. Trans. **186**, 1, London 1895.

[3]) C. Braun: Denkschr. d. math.-naturw. Kl. d. Wiener Akad. **64**, 187, 1896; Beibl. **21**, 561, 1897.

[4]) R. v. Eötvös: Wied. Ann. **59**, 385, 1896.

[5]) Alle benützten hierfür eine Torsionswage, wie sie nach Boys Mitteilungen zuerst von John Mitchell zu demselben Zweck schon vor Cavendish, aber ohne Erfolg, verwendet wurde.

[6]) Siehe diese Zeitschr. **35**, 1922, S. 154.

Da die vom Verfasser mit einfachen und billigen Mitteln zusammengebaute Gravitationswage sicher funktioniert und auf einer etwa 4 m entfernten Skala einen 16 cm großen Ausschlag gibt, und da sie außerdem die schon von Boys angewandte und dann auch von Eötvös benützte Anordnung der senkrechten Verlagerung der kleinen schwingenden Massen besitzt in der von F. Paschen (Tübingen) veränderten starren Anordnung[1]) mit kleinstem Abstand der Kügelchen vom Aufhängefaden, so wird wohl auch eine genauere Beschreibung des Apparates für die Leser dieser Zeitschrift nicht ohne Interesse sein. Wie schon erwähnt, war Boys der erste, der für die Aufhängung der schwingenden Massen feinste Quarzfäden verwendete. Der Verfasser bediente sich ebenfalls der Quarzfäden für die Aufhängung der kleinen Kugeln. Nun darf man nicht entgegnen, eine solch feine und zarte Aufhängung eigne sich nicht für schulmäßige Apparate. Wir haben doch jetzt auch in den größeren physikalischen Kabinetten der Mittelschulen fast durchweg Physiker, die eine vielseitige Laboratoriumsausbildung genossen haben und deshalb wohl verstehen mit Quarzfäden und Wollastondrähten umzugehen. Das hiesige Kabinett bezog für seine Gravitationswagen und für andere Instrumente äußerst feine Quarzfäden und Wollastondrähte von der Firma W. C. Heräus in Hanau zu billigen Preisen. Die Fäden sind von verschiedener Dicke und durchschnittlich 90 cm lang. Sie sind auf einem mit schwarzem Glanzpapier überklebten 10 cm breiten und etwa 100 cm langen Brett aufgezogen und an den Enden mit etwas Klebwachs befestigt. Um sie vor Beschädigung zu schützen, sind sie mit einem zweiten, ebenfalls mit Glanzpapier überklebten, mit dem ersten gleich langen Brett, das ringsum mit einem niederen Rand versehen ist, zugedeckt. Für den Versand mußten dann die Brettchen fest aufeinandergeschraubt werden. In dieser Aufmachung und bei guter elektrischer Beleuchtung konnte man dann mit den Quarzfäden ganz gut umgehen. Ich hebe hierbei hervor, daß jede andere Verpackung, auch die von der Firma selbst benützte, sich nicht bewährt hat. Die für die genannten Versuche geeigneten Fäden sollten bei einer Länge von 15 cm nicht dicker als 0,005 mm sein. Für diese und andere Versuche hat Verfasser selbst auch feinste Aufhängefäden hergestellt; es waren allerdings nur Glasfäden. Sie sind mit einer kleinen, selbstgefertigten Armbrust geschossen worden. Sie leisteten, wenn man von der geringen Nachwirkung absieht, dieselben guten Dienste wie die Quarzfäden; nur war die Zugfestigkeit bedeutend geringer.

Das schwingende System in des Verfassers Apparat besteht aus einem 0,1 mm dicken, 8 mm breiten und 100 mm langen und kaum 200 mg schweren Glimmerstreifen, auf welchen genau in der Mitte ein ziemlich gleichmäßiger, etwa 0,3 mm dicker Glasfaden $ABCD$ von 20 cm Länge mit Schellack gekittet ist (siehe Fig. 1). Dieser Faden steht oben 9 cm und unten etwa 1 cm über den Glimmerstreifen vor. Der längere Teil AB trägt ganz am Ende einen $^1/_2$ cm² großen, etwa 120 mg schweren Hohlspiegel Sp, der mit Syndetikon so aufgeklebt ist, daß seine Ebene senkrecht zur Glimmerstreifenebene gerichtet ist. Er ist aus einem größeren Stück eines gewöhnlichen Toilettenhohlspiegels aus einer Stelle herausgeschnitten, die am besten auf größere Entfernungen abbildete. Die Brennweite des kleinen Stückes beträgt ungefähr 20 cm. In die Ecken zwischen Glasfaden und Glimmerblatt sind oben und unten je eine 1,0 g schwere, ganz eisenfreie und unmagnetische Bleikugel K_1, K_2 in

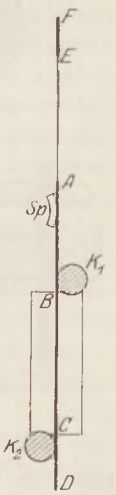

Fig. 1.

[1]) Vgl. hierzu auch die von Hermann (Tübingen) in dieser Zeitschr. **36**, 1923, S. 70 veröffentlichte Notiz. Paschens Anordnung ist nirgends veröffentlicht, sie ist dem Verfasser aus dessen Vorträgen teilweise bekannt geworden. Sie besitzt ähnliche Vorkehrungen wie die Boyssche Anordnung, die bezwecken, Temperaturdifferenzen zu vermeiden, so daß die Beobachtungen durch keinerlei Luftströmungen gestört werden.

der durch die Figur angezeigten Weise mit Schellack eingekittet. Damit die Kugeln besser halten, ist in dieselben ein kurzer meridionaler Schnitt gemacht worden, in den die Glimmerscheibe eingeschoben wurde. Die untere Kugel K_2 sitzt mit dem Spiegel *Sp* auf derselben Seite des Glasfadens, die obere an der entgegengesetzten.

Das Befestigen des dünnen Quarzfadens an dem Gehänge geschieht am besten auf einem mit schwarzem Glanzpapier überzogenen Reißbrett und bei elektrischer Beleuchtung. Den Faden nimmt man mit einer kleinen, spitzigen und scharfen Pinzette vom großen Stück weg, zieht ihn langsam auf das danebenliegende Arbeitsbrett und legt das Ende über einen Nagel, so daß es vom Brett absteht und jederzeit wieder leicht mit der Zange gefaßt werden kann. Der obere Teil *A* des Glasfadens wird dann mit etwas „Rudol“ [1]) überzogen und daran das Ende des dünnen Quarzfadens angelegt und angedrückt, der dann auch sofort haftet und schon nach 10 Minuten festsitzt. Nun faßt man das andere Ende des Quarzfadens und drückt es leicht an ein bereit liegendes 2 bis 3 cm langes und 0,2 mm dickes Kupferstäbchen *EF*, dessen unteres Ende ebenfalls mit Rudol bestrichen ist. Dann ist das etwa 2,4 g schwere, schwingende System zum Aufhängen fertig. Um es gegen Luftströmungen und gegen elektrische Einflüsse zu sichern, wird es in eine etwa 45 cm lange und 13 mm weite Messingröhre eingesetzt, in der die Kugeln frei schwingen können. Die Röhre erhält in der Höhe des schwingenden Spiegels eine rechteckige Öffnung von 15 mm Breite und etwa 10 mm Höhe, die dann mit einem Spiegelglasstreifen luftdicht verschlossen wird [2]). Sie trägt oben einen Torsionskopf, den man von irgend einem nicht mehr brauchbaren Galvanometer abmontiert und so zurichtet, daß er in die Messingröhre gut paßt. Vollständig genügend ist auch ein kurzer Holzpfropf, den man zentrisch genau durchbohrt, so daß ein 3 mm starker, 6 cm langer, rechtwinkelig umgebogener Kupfer- oder Messingstab mit Reibung in der Bohrung verschoben werden kann.

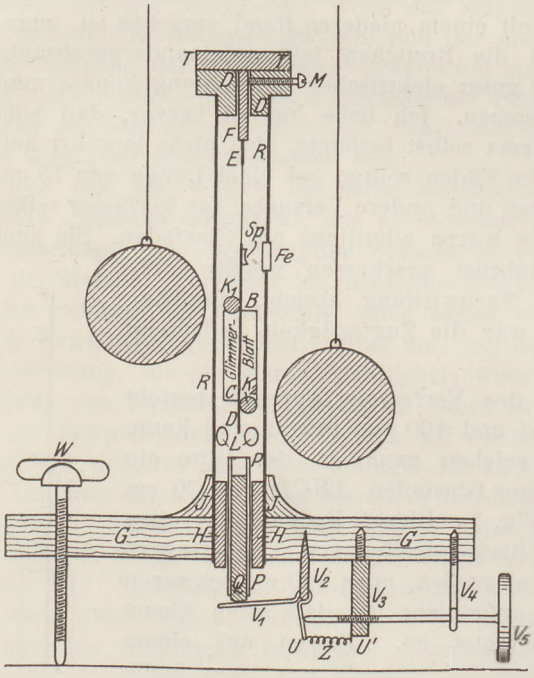

Fig. 2.

Eine schwierige und mühsame Arbeit ist das Einsetzen des Gehänges in die Messingröhre (siehe Fig. 2). Zu diesem Zweck faßt man dasselbe vorsichtig mit der Pinzette bei *D* und bringt es langsam durch allmähliches Abziehen und gleichzeitiges Heben vom Arbeitsbrett in senkrechte Lage. Sodann läßt man es in die senkrecht darunter gehaltene Messingröhre so weit hereingleiten, bis das Kupferstäbchen *EF* aus der Öffnung *OO* des Torsionskopfes zur Hälfte herausragt. Zu dieser Arbeit ist viel Geduld erforderlich. Um diesen schwierigsten Teil des Aufbaues des Instruments zu erleichtern, hat Verfasser den oberen Teil der Messingröhre

[1]) „Rudol“ ist ein bekannter Lederkitt, der vermutlich nichts anderes ist als eine Lösung von Zelluloid in Aceton. Er eignet sich für diese Zwecke besser denn jeder andere Kitt.

[2]) Um den Apparat noch mehr gegen rasche Temperaturschwankungen und damit auch gegen Luftströmungen zu sichern, kann man ihn nach dem Vorgang von Boys (Nature **50**, 1894, S. 367) noch mit einem größeren zweiteiligen Schutzkasten aus Holz oder Wellpappe umgeben. Die Beobachtungen des Verfassers sind ohne diesen Schutz ausgeführt worden.

durch ein kurzes 5 cm langes Stück einer geeigneten Glasröhre ersetzt, so daß man die Bewegungen des Quarzfadens und die Lage des Stäbchens EF beobachten konnte. Ist das Gehänge schließlich richtig eingesetzt, so neigt man die Röhre ganz langsam und vorsichtig wieder bis in die wagrechte Lage, legt sie wieder auf das Arbeitsbrett und bringt den Torsionskopf T durch geschicktes Unterlegen von Brettchen in horizontale und mit dem Messingrohr in genau zentrale Lage, so daß man das Ende F des Kupferstabes an den Torsionskopf wieder mit „Rudol" befestigen kann. Nach etwa 10 Minuten hält der Kitt. Dann schiebt man den drehbaren Zapfen T durch die Öffnung OO und klemmt ihn mit der Druckschraube M fest. Jetzt zieht man mit der Pinzette das Gehänge im Rohr wieder etwas zurück, jedoch nur so weit, daß der dünne Faden nicht mehr am Glas oder an der Messingröhre anliegt. Diese liegt immer noch wagrecht auf dem Arbeitstisch. In dieser Lage wird dann ein zylindrischer etwa 5 cm langer, hölzerner Zapfen HH mit weiter Durchbohrung in die Röhre von unten hereingedrückt, so daß er festsitzt. In dieser Bohrung kann ein Glasröhrchen P mit metallischer Beschwerung Q leicht hin- und hergleiten (siehe Fig. 2). Nun schiebt man dieses Röhrchen P so weit in die Bohrung hinein, bis es an das Gehänge anstößt. In dieser Lage wird es mit einem Stückchen Draht festgekeilt. Das Gehänge ist jetzt arretiert; man kann nun die Röhre senkrecht stellen und in der durch die Fig. 2 bezeichneten Weise in einem 3 cm dicken, kreisrunden Grundbrett GG von etwa 40 cm Durchmesser befestigen. Dem Brett ist in der Mitte ein konisch abgedrehtes Stück Hartholz JJ aufgeleimt. Durch dieses und durch das Brett ist sorgfältig und genau senkrecht ein Loch gebohrt, in dem die Messingröhre mit starker Reibung senkrecht festsitzt.

Unterhalb des Brettes ist eine einfache Arretierungsvorrichtung angebracht, die aus Abfällen von Messingdraht und Messing- oder Kupferblech improvisiert ist. Die Arretierungsschraube V_5 wird nun so weit eingeschraubt, bis der Bügel V_1 sich fest an das Glasröhrchen P anlegt. Die Verkeilung von P gegen den hölzernen Zapfen kann jetzt beseitigt werden, so daß man dann durch ganz langsames Zurückschrauben der Arretierungsschraube das Gehänge frei machen kann. Meistens wird dieses nicht sofort frei schwingen, so daß man noch mit den Stellschrauben W nachhelfen muß. Um die Lage des schwingenden Systems besser beobachten zu können, sind in der Höhe D desselben 2 kreisrunde Löcher L, L in die Messingröhre gebohrt, die später mit einem ganz dünnen, durchsichtigen Zelluloidstreifen zugeklebt werden. Beim Lösen der Arretierung muß V_1 dauernd der Schraube V_5 folgen. Man erreicht dies durch Anbringen einer kleinen Zugfeder zwischen U und U'. Ebenso muß auch das beschwerte Glasröhrchen P immer auf V_1 beim Lösen der Arretierung aufliegen. Bewegt sich P ein einziges Mal ruckweise, so bricht bestimmt der dünne Aufhängefaden. Als Stellschrauben W zum Horizontalstellen des Grundbrettes benutzte Verfasser 3 große 10 cm lange Messingholzschrauben, auf welche quer über den Schraubenkopf und entlang des Schnittes ein 4 cm langer kräftiger Messingdraht gelötet wurde.

Soweit bot die Herstellung der Wage keine besonderen Schwierigkeiten. Erst für die Aufmontierung der beiden schweren, ablenkenden Bleimassen, die leicht drehbar angebracht sein mußten, schien es keine für die kleine physikalische Werkstätte eines einfachen Kabinetts durchführbare Lösung zu geben. Die Drehung der großen Bleikugeln sollte erschütterungsfrei vor sich gehen. Sodann mußte eine Kugel höher gelagert sein als die andere. Ferner sollten die Kugeln bei der Drehung gleiche Abstände von den schwingenden Kugeln einhalten und dabei keine Verlagerung des ganzen Apparates gegen die feste Unterlage verursachen. Verfasser entschloß sich daher zu der in Fig. 3 skizzierten Anordnung.

Über der Messingröhre mit dem schwingenden System ist ein aus kräftigen 4 cm dicken und etwa 10 cm breiten Hartholzlatten gezimmerter Galgen aufmontiert. Die einzelnen Teile desselben sind mit kräftigen Messingschrauben aufeinandergeschraubt und zudem noch verleimt. Auf dem oberen, wagrechten Brett ist zentrisch

mit der Messingröhre R ein gewöhnliches gut gehendes Kugellager K von 3,5 cm äußerem Durchmesser ins Holz bis zur Hälfte eingelassen. Das Brett ist durchbohrt, und durch diese Bohrung geht ein Holzzapfen ZZ, der auf dem inneren Ring des Kugellagers aufsitzt. Dieser Zapfen trägt 2 cm über dem Torsionskopf der Messingröhre einen kräftigen, hölzernen Querbalken. Durch Balken und Zapfen, die mit Reibung ineinander sitzen, ist horizontal ein glattes Loch gebohrt, durch das sich ein Nagel durchdrücken läßt. In der Längsrichtung und in der Mitte des Balkens sind beiderseits vom Zapfen 2 Schlitze eingesägt, durch welche man 2 mm dicke Kupferdrähte zieht, die oberhalb des Balkens zu einer Öse umgebogen sind; durch diese werden starke Messingstifte geschoben, die das Herausgleiten der Drähte aus dem Balken verhindern. Die Kupferdrähte sind verschieden lang und tragen auf gleicher Höhe mit den kleinen Bleikügelchen die 5 kg schweren, großen Bleikugeln. Um feststellen zu können, ob bei der Drehung dieser schweren Kugeln eine Verlagerung des Apparates eintritt, ist unmittelbar über dem Fenster F (Fig. 2) der Messingröhre ein zweiter Hohlspiegel[1]) mittels eines leicht drehbaren Aluminiumringes so befestigt worden, daß er wie der bewegliche Spiegel noch auf derselben Skala ein Bild des Glühfadens der elektrischen Beleuchtungsvorrichtung erzeugt. Auf einer etwa 8 m entfernten Skala zeigten sich bei verschiedenen Drehungen der Kugeln keinerlei Verschiebungen des Spiegelbildes. In dem Augenblick, wo man den Drehzapfen Z zur Ausführung der Drehung anfaßt, schwingt der bewegliche Lichtzeiger etwas auf und ab, aber nur ganz kurze Zeit, da die Drehung höchstens 3 Sekunden in Anspruch nimmt. Fast gleichzeitig setzt dann auch die von der Massenanziehung herrührende Drehung ein. So hat sich demnach das Kugellager hervorragend bewährt, und Verfasser kann die oben beschriebene Anordnung als sehr geeignet empfehlen.

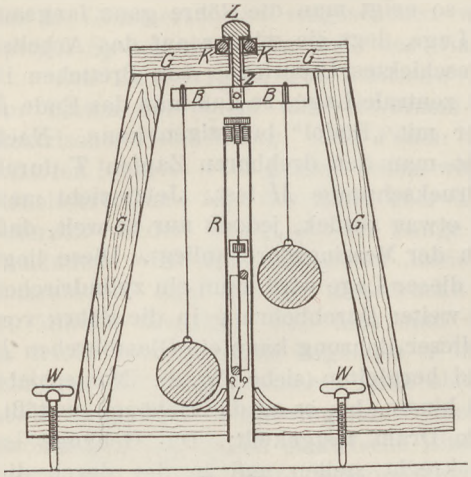

Fig. 3.

Die Drehung findet fast vollständig erschütterungsfrei statt, wenn man sich der folgenden Drehvorrichtung (Fig. 4) bedient. In den Querbalken $G\,G$ des Traggerüstes für die großen Bleikugeln sind beiderseits schräge Löcher so gebohrt worden, daß man zwei rechtwinkelige Bügel MM aus 4 mm starkem Messingdraht bequem in dieselben einsetzen kann. Sie tragen je eine leicht bewegliche Glaswalze Wa, die aus dickwandigen Barometerrohrabfällen abgesprengt sind. Um den Kopf des Drehzapfens Z ist ein kräftiger Leinenfaden 3 oder 4 mal herumgelegt; die beiden Enden des Fadens sind dann über die Walzen geführt und mit gleich großen, etwa 100 g schweren Gewichten QQ belastet. Hebt man das eine Gewicht Q vorsichtig mit der Hand, so senkt sich das andere und dreht den Zapfen und damit die schweren Kugeln. Ist die Drehung zu groß geworden, so hebt man das andere Gewicht; der Zapfen dreht sich dann wieder zurück, bis die Kugeln die richtige Lage einnehmen. Im Augenblick des Anhaltens schwingen diese leicht. Zur Beruhigung der Schwankungen wurden dann am hölzernen Galgen auf beiden Seiten und in Höhe der

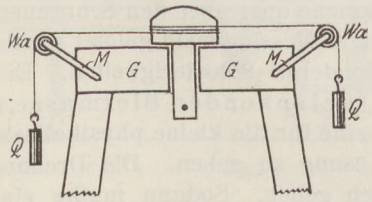

Fig. 4.

[1]) In der Figur nicht angegeben.

Kugeln je zwei feine Haarpinsel angebracht. Der ganze Mechanismus funktionierte einwandfrei.

Das verwendete Kugellager, sowie noch 2 größere hat die Kugellagerfabrik „Norma Compagnie, Stuttgart-Cannstatt" unserem Kabinett zu wissenschaftlichen Versuchen kostenlos überlassen. Hat man keine solche freigebige Firma an der Hand, so kann man sich sicherlich billig in jeder Fahrradhandlung eine Anzahl kleiner Stahlkugeln verschaffen und diese in folgender Weise zu einem Ersatzkugellager verwerten. Man findet in jedem Kabinett unter den Gerätereliquien sicherlich eine kräftige zylindrische Messingkapsel, wie sie als Objektivdeckel eines älteren Fernrohres benutzt wurde. In den Boden dieser Kapsel bohrt man zentrisch ein 10 mm weites Loch. Man wölbt den Rand des Loches etwas nach innen und legt die Stahlkugeln, soviel wie möglich, entlang der Kapselwand. Unter den Kopf des Zapfens Z kittet man einen gut abgeschliffenen und polierten, eisernen Ring, dann ist die Drehvorrichtung fertig. Sie ist nicht so gut und namentlich nicht so exakt wie ein richtiges Kugellager, aber ebenfalls brauchbar.

Die Beleuchtungsvorrichtung für die objektive Bestimmung der kleinen Drehung des beweglichen Spiegels ist einfachster Art. Seitlich an dem Traggerüst für die schweren Bleikugeln ist eine Holzleiste drehbar und senkrecht auf und ab verschiebbar angeschraubt. Sie trägt am vorderen Ende einen kurzen Querbalken, auf dem eine kleine 6-Nitralampe sitzt, deren eine vom Apparat abgekehrte Seite versilbert und dann mit undurchsichtigem schwarzen Lack überzogen ist. Verfasser benutzte die kleinen Glühlampen, die für mittlere Blinkergeräte im Krieg Verwendung fanden. Diese Lämpchen, die noch in vielen Geschäften für elektrische Installationen zu kaufen sind, besitzen eine sehr helle kurze Glühspirale, die von dem schwingenden wie auch von dem festen Spiegel auf der etwa 8 m entfernten Skale noch recht scharf und hell abgebildet wird.

Für die Vorführungen der Versuche stand der beschriebene Apparat auf einem kräftig gebauten, völlig eisenfreien Gaußschen Stativ. Bei dieser Aufstellung machten sich natürlich die geringsten Erschütterungen des Bodens durch leichtes Vibrieren des Lichtzeigers bemerkbar. Dies kann vermieden werden, wenn das Instrument auf eine fest in die Umfassungsmauer eingefügte Steinplatte gesetzt wird. Das Lösen der Arretierung kann so langsam und erschütterungsfrei erfolgen, daß nach 3 ganzen Schwingungen das System keine nennenswerte Amplitude auf der weit entfernten Skala mehr zeigt. Im Durchschnitt ist dabei die Schwingungsdauer einer ganzen Schwingung 140,4 Sekunden. Die erzielten Ausschläge betrugen im Mittel 28,5 cm.

Die Vorführungen mit dem Apparat wirken recht überzeugend, wenn man folgendermaßen verfährt. Mit Beginn der Unterrichtsstunde löst man die Arretierung und läßt das Horizontalpendel ohne Einschaltung der Beleuchtung schwingen. Nach kurzer Zeit wird die Wage vollständig zur Ruhe gekommen sein. Inzwischen hat man die erforderlichen Erläuterungen zu dem Apparat gegeben und nun wird die kleine Glühlampe für die beiden Lichtzeiger eingeschaltet. Man beobachtet die Bilder beider Spiegel, des festen und des beweglichen, absolut ruhig in beliebigem Abstand nebeneinander.

Nun bringt man die ablenkenden großen Bleimassen durch Drehung unter Vermeidung von Erschütterungen, was durch Übung und mit einem guten Kugellager schließlich zu erreichen ist, in die andere Lage, so setzt augenblicklich auch die Bewegung des Lichtzeigers vom Spiegel der Wage in der erwarteten Richtung ein. Da das System gut gedämpft ist, so bleibt der Zeiger nach 3—4 Minuten bestimmt auf einer anderen Zahl der Skala ruhig stehen. Zeigt man noch, daß ein geriebener Hartgummistab und ein kräftiger Stabmagnet, die beide der Messingröhre von irgend einer Seite her in der Höhe der kleinen Bleikugeln genähert werden, keinerlei

Veränderung der Einstellung des beweglichen Spiegels verursachen, so läßt das Experiment einen recht überzeugenden Eindruck zurück.

Auch die sehr interessante, oben schon auf S. 2 erwähnte Resonanzmethode von Wulf läßt sich bei der vom Verfasser getroffenen Anordnung der großen Kugeln leicht durchführen, wenn man nur die Drehung der letzteren recht vorsichtig ausführt. Es sei erwähnt, daß schon R. v. Eötvös für seinen Gravitationsmultiplikator eine ähnliche Beobachtungsart anwendete, indem er durch Umsetzen der anziehenden Massen von der einen auf die andere Seite des die kleinen Kugeln tragenden Stäbchens dieses in Schwung brachte und damit Ablenkungen von mehr als dem 100-fachen Betrag erreichte wie bei einfacher Anziehung der Massen.

Es sei dem Verfasser gestattet, bei dieser Gelegenheit schließlich noch auf die Bedeutung der Gravitationswage zur Ermittelung unterirdischer Wasserläufe und Minerallagerstätten hinzuweisen. Zu einer Art wissenschaftlicher (physikalischer) Wünschelrute ist sie in dem von Prof. R. v. Eötvös konstruierten Schwerevariometer[1]) besonders geeignet. An einem 50 cm langen, äußerst dünnen Platin-Iridium-Draht ist ein Aluminiumrohr wagrecht aufgehängt mit einem kleinen Gewicht an dem einen Ende. Am anderen Ende hängt ein gleich großes Gewicht an einem etwa 60 cm langen, eben so dünnen Faden. Dieses System erfährt dadurch Ablenkungen, daß dichte oder weniger dichte unter der Erdoberfläche verborgene Massen (Erze, Wasser, Salze, Hohlräume) das tiefer hängende Gewicht der Wage mehr oder weniger stark anziehen. Diese Bewegungen werden dann mit Spiegel und Skala beobachtet. Der Apparat wird jetzt derart feinfühlig als Doppelinstrument gebaut, daß er, wie Dr. Schweydar in der Z. f. prakt. Geologie, 1918, Hft. 11 angibt, noch Änderungen von 10^{-7} der normalen Schwerkraft anzuzeigen vermag.

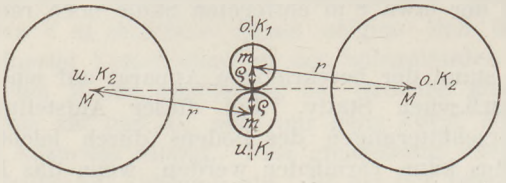

Fig. 5.

Es wurde auch der Versuch gemacht, das Ergebnis der Beobachtungen durch Rechnung nachzuprüfen. Da die Maße und Gewichte der Bleikugeln vor dem Zusammenbau des Apparates gerade für diesen Zweck festgestellt waren, und die übrigen Daten wie Kugelabstände und Schwingungsdauer nach dem Aufbau noch ermittelt werden konnten, so war eine angenäherte Berechnung des Ausschlages des Lichtzeigers möglich. Die in absolutem Maße gegebenen Größen sind mit Bezug auf Fig. 5:

$M = 4850$ g, die Masse einer ablenkenden Bleikugel,
$m = 1{,}0$ g, die Masse einer kleinen schwingenden Bleikugel,
$r = 6{,}0$ cm, der Abstand der Mittelpunkte einer großen und der mit dieser gleich hohen, kleinen Kugel,
$\varrho = 0{,}30$ cm, Radius der kleinen Bleikugeln und gleichzeitig Abstand des Mittelpunktes dieser Kugeln von der Achse des Aufhängefadens,
$h = 10{,}00$ cm, Höhendifferenz der Mittelpunkte der beiden schwingenden Kugeln,
$\tau = 70{,}2$ sec, Dauer einer halben Schwingungsperiode,
$J = m\varrho^2 + \frac{2}{5} m\varrho^2 = \frac{7}{5} m\varrho^2$, das Trägheitsmoment der kleinen Kugeln in bezug auf die Achse des Aufhängefadens,
$G = 66{,}5 \cdot 10^{-9}$ [cm g sec^{-2}], die Newtonsche Konstante der Gravitation,

Nun ist zunächst die anziehende Kraft einer großen Kugel auf die in gleicher Höhe befindliche kleine Kugel:

$$k = G \cdot \frac{M \cdot m}{r^2} = 0{,}000008959 \text{ [cm g sec}^{-2}\text{]}.$$

Ferner ist die in entgegengesetzter Richtung drehende Komponente der anziehenden Kraft zwischen dieser großen Kugel und der anderen kleinen Kugel:

[1]) Vgl. ds. Ztschr. 33, 1920, S. 109.

$$k' = G\frac{M \cdot m \cdot r}{(r^2 + h^2)^{3/2}} = 0{,}000001220 \text{ [cm g sec}^{-2}\text{]}.$$

Das resultierende Drehmoment dieser zwei Kräfte ist $\varrho\,(k - k')$; demnach ist das Gesamtdrehmoment:

$$D = 2\,\varrho\,(k - k') = 0{,}0000046434 \text{ [cm}^2\text{ g sec}^{-2}\text{]}.$$

In der Ruhelage muß dieses durch die Direktionskraft D' des tordierten Quarzfadens aufgehoben werden. Nun ist:

$$D' = \frac{\pi^2 J}{t^2} = 0{,}0002523 \text{ [cm}^2\text{ g sec}^{-2}\text{]}.$$

Die Drehung des Fadens ist daher:

$\alpha = \frac{D}{D'} = 0{,}01840$, und der Ausschlag des Lichtzeigers auf der $a = 805$ cm entfernten Skala

$s = 2 \cdot \alpha \cdot a = 29{,}6$ cm.

Wie auf S. 7 schon angegeben wurde, betrug der beobachtete Ausschlag **28,5 cm**, ein Beobachtungsergebnis, das mit dem errechneten Wert innerhalb der Fehlergrenzen gut übereinstimmt, wenn man noch bedenkt, daß die ganze Rechnung nur eine Überschlagsrechnung sein soll und keinerlei Anspruch auf vollständige physikalische Genauigkeit macht.

Ein Vergleich der Zahlenwerte für k und k' läßt übrigens erkennen, daß der Einfluß der großen Kugel auf die zweite kleine Kugel, die nur 10 cm höher hängt wie die erste, immerhin noch ganz erheblich ist. Für den Bau einer neuen Gravitationswage wäre deshalb zu empfehlen, die Höhe h etwas größer zu wählen, etwa gerade doppelt so groß wie bei dieser. Wohl würde dadurch die Schwingungsdauer um ein Geringes vergrößert werden, aber die Größe k' könnte man dann vollständig vernachlässigen. Wir erhielten dann für den Ausschlagswinkel

$$\alpha = \frac{5}{7} G \frac{t^2}{\pi^2} \frac{M}{\varrho \cdot r^2}.$$

Aus dieser Formel ist zu entnehmen, daß bei gleichbleibender Schwingungsdauer ein um so größerer Ausschlag erzielt wird, je kleiner ϱ und r gewählt werden. Auf diesen Umstand hat auch schon Boys in seiner klassischen Arbeit *„On the Newtonian Constant of Gravitation"*[1]) hingewiesen.

Einfache Versuche zur Schwingungs- und Wellenlehre[2]).

Von Dr. **Walter F. Zorn** in Berlin-Schöneberg.

Fast alle Maschinen erzeugen taktmäßige Anstöße, die sich in der Maschine selbst und in ihrer Umgebung fortpflanzen und dort gelegentlich so starke Schwingungen hervorbringen, daß erhebliche Beschädigungen auftreten. Es sei nur an den Bruch von Dampferwellen infolge des Auftretens stehender Schwingungen erinnert; lange Brücken dürfen von Eisenbahnzügen nur langsam befahren, von einer größeren Zahl Fußgänger nicht im Gleichschritt begangen werden. Ob, wo und in welcher Art Schwingungen auftreten, läßt sich schwer im voraus übersehen, und so gelten sie dem Techniker als gefährliche Störenfriede, denen er möglichst aus dem Wege geht. Erst in den letzten Jahren hat man erfolgreich begonnen, mechanische Schwingungen auszunützen oder störende durch zweckentsprechende Mittel zu unterdrücken (Schlingertank), und zwar gestützt auf die durch eingehende theoretische Untersuchungen über elektrische Schwingungen erworbene Kenntnis der Schwingungsvorgänge.

Man wird daher im Unterricht die wichtigsten Erscheinungen dieses neuerdings unter dem Namen „Schwingungstechnik" zusammengefaßten Gebietes vorführen müssen. Meistens bespricht man aus diesem Gebiet nur das Fadenpendel und leitet die Formel für seine Schwingungsdauer ab, seltener die schwingende Spiralfeder und die schwingende Wassersäule, obwohl die Ableitung ihrer Schwingungsformeln keine Schwierigkeit macht und an ihnen sehr schön der Unterschied zwischen schwerer und träger Masse gezeigt werden kann. Gelegentlich wird noch die Zusammensetzung harmonischer Bewegungen durch die Lissajousschen Figuren vorgeführt.

[1]) Boys, Nature 1894, S. 331.

[2]) Nach einem im Verein zur Förderung des physikalischen Unterrichts gehaltenen Vortrag.

Die für die Technik wichtigen Erscheinungen, Dämpfung, Resonanz und Koppelung sind bisher wohl kaum behandelt worden, meist aus Mangel an geeigneten Apparaten.

Im folgenden sollen nun einige Vorrichtungen für derartige Versuche beschrieben werden. Es ist mit Rücksicht auf die heutigen Verhältnisse besonderer Wert darauf gelegt, sie so zu wählen, daß sie mit einfachen Werkzeugen aus billigem Material leicht herzustellen sind; hin und wieder sind mehrere Wege angedeutet, die zum gleichen Ziele führen. Mit Hilfe einer vollständiger ausgestatteten Werkstatt läßt sich manches natürlich schneller oder auch zweckmäßiger und schöner bauen.

1. Lissajoussche Figuren.

Hat man die harmonische Bewegung als Komponente der gleichförmigen Kreisbewegung abgeleitet und als Beispiel die Pendelbewegung besprochen, so liegt der Gedanke nahe, nun umgekehrt aus den harmonischen Bewegungen zweier Pendel die gleichförmige Kreisbewegung wirklich entstehen zu lassen. Dies geschieht häufig mit Hilfe des Airyschen Doppelpendels, das seine Spur durch einen Sandstrahl aufzeichnet. Die Zeichnung wird besonders schön, wenn der Sandstrahl auf ein mit dunklem Stoff bespanntes Brett auffällt. Das weiche Tuch verhindert das Umherspritzen der Sandkörnchen und läßt die Kurven hell auf dunklem Grund hervortreten, auch ist die Reibung der Körnchen auf dem Tuch so groß, daß sie nicht durcheinanderfallen, wenn man das Brett schräg stellt, um die Kurve der Klasse zu zeigen. Läßt man das Pendel als Ganzes schwingen und zieht senkrecht zu seiner Bahn das Brett mit gleichförmiger Geschwindigkeit fort, so entsteht die Sinuskurve.

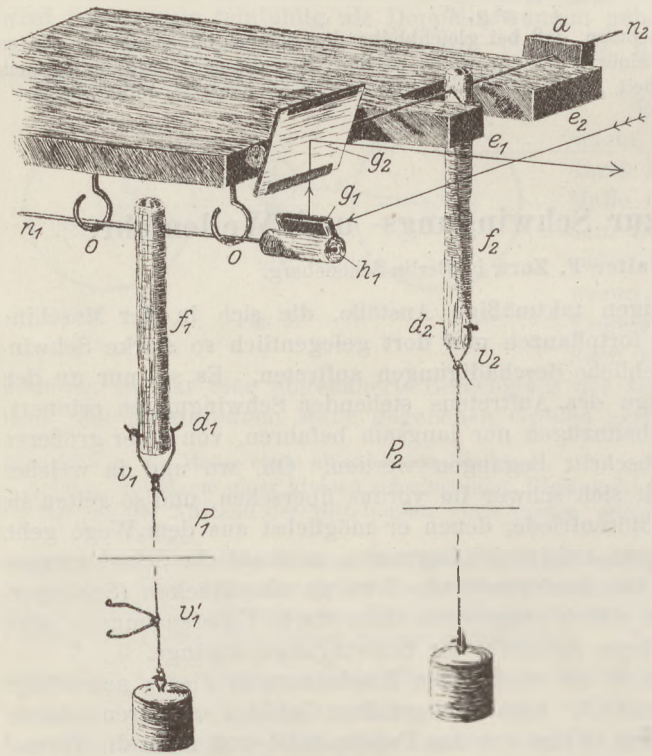

Fig. 1.

Ein Nachteil dieser Methode ist die gegenseitige Beeinflussung der beiden Pendel, deren Bedeutung für die Gestaltung der Kurve nicht ohne weiteres zu übersehen ist. Diese Schwierigkeit fällt fort, wenn man die Bewegungen zweier Pendel durch einen Lichtstrahl vereinigt. Hierzu benutzt W. Volkmann[1]) einen aus seinem Stativmaterial zusammengestellten Apparat, bei dem zwei Stangenpendel um horizontalliegende, sich mit einem Höhenunterschied von etwa 10 cm senkrecht kreuzende Achsen schwingen. An den übereinanderliegenden Enden der Achsen sind Spiegel so angebracht, daß ein Lichtstrahl nacheinander von beiden reflektiert wird und dann beim Schwingen der Pendel auf einem Schirm die Lissajousschen Figuren beschreibt.

Der Umstand, daß das vielseitige, außerordentlich brauchbare Stativmaterial häufig — weil zu anderen Versuchen benutzt — nicht in der erforderlichen Menge zur

[1]) W. Volkmann, Anleitung zu den wichtigsten physikalischen Schulversuchen, S. 95.

Verfügung stand, führte zu einer Konstruktion (Fig. 1), die sich aus leicht zu beschaffendem Material und mit den einfachsten Werkzeugen leicht und fast kostenlos herstellen, ohne große Mühe aufstellen und nach Benutzung bequem in einer Zigarrenkiste unterbringen läßt. Die beiden Stabpendel sind durch Fadenpendel P_1 und P_2 ersetzt, die je an einem Holzstäbchen f_1 und f_2 aufgehängt werden und ihre Bewegung auf zwei Stricknadeln n_1 und n_2 als Achsen und zwei an diesen befestigte Spiegel g_1 und g_2 übertragen.

Die Pendel werden in folgender Weise hergestellt: Das runde, etwa 12 cm lange und 1,2 cm dicke Holzstäbchen f_1 wird nahe seinem Ende senkrecht zur Längsachse so durchbohrt, daß eine etwa 20 cm lange, 0,2 cm dicke gerade Stricknadel n_1 sich mit Anstrengung bis nahe zur Mitte durchschieben läßt; sie ist nötigenfalls mit Holzpflöckchen festzukeilen. Nahe dem anderen Ende, ebenfalls quer durch das Stäbchen, aber senkrecht zur ersten Bohrung wird ein auf beiden Seiten etwa $^1/_2$ cm herausragender Nagel oder Draht d_1 eingeschlagen (vorbohren!); an ihm hängt ein dünner Bindfaden, der ein Gewicht (150 g) trägt. Ein zweites Hölzchen h_1, 3 cm lang, 12 cm dick, wird längs durchbohrt (mit dünnerer Stricknadel oder Draht durchgebrannt) und auf das längere Ende der Stricknadel aufgeschoben. Es soll sich mit Reibung auf der Nadel drehen lassen. Auf dieses Hölzchen wird mit kleinen Nägeln ein Stück Blech (z. B. von einer Konservenbüchse) aufgenagelt, das durch Umlegen der der Stricknadel parallelen Kanten einen kleinen Glasspiegel g_1 festhält. Dieser ist etwa 2×2 cm groß, Spiegel g_2 etwa 4,5 cm $\times$ 4,5 cm; g_2 ist so auf dem Blech befestigt, daß etwa $^2/_3$ seiner Fläche oberhalb der Achse liegt.

Legt man die Stricknadel eines in der angegebenen Weise gebauten Pendels über zwei, die Kante eines Tisches überragende, glatte Leisten oder Stäbe, so daß das Pendelgewicht frei schwingen kann, so machen Stricknadel und Spiegel diese Schwingungen mit. Ein auf den Spiegel treffender Lichtstrahl zeichnet auf der gegenüberliegenden Wand einen sich senkrecht auf- und abbewegenden Lichtfleck, dessen Ruhelage sich durch Drehen des Spiegels auf der Stricknadel, die hierbei am Pendelhölzchen f_1 festgehalten wird, in beliebiger Höhe einstellen läßt. Fällt der Lichtstrahl auf einen langsam rotierenden Spiegel mit senkrechter Achse, so zeigt sich an der Zimmerwand die Sinuskurve. Der rotierende Spiegel kann auch durch ein Stück Spiegel (10 cm $\times$ 10 cm) ersetzt werden, das in der oben angegebenen Weise an einem Holzstab befestigt und mit ihm auf die Schwungmaschine gesetzt wird. Das gelegentlich auftretende Zittern des Lichtfleckes, das von der kurzen Eigenschwingung des Systems: Stricknadel-Pendelholz, herrührt, läßt sich durch leichtes Berühren des Pendelholzes f_1 beseitigen; nötigenfalls ist das Pendelholz länger zu wählen oder das Pendelgewicht zu vergrößern. Die Stricknadel muß auf beiden Leisten möglichst mit gleichem Drucke ruhen, da sich sonst der weniger belastete Stützpunkt leicht verschiebt. Man kann daher als Gegengewicht zum Spiegel ein Bleiklötzchen a oder eine Klemmschraube anbringen, die dann gleichzeitig als Handhabe beim Einstellen des Spiegels dient; meist genügt es, das Pendelholz vom Spiegelende weiter zu entfernen. Die Reibung der Stricknadel auf den Leisten läßt sich, wenn nötig, noch durch Unterlegen zweier Glasröhrchen, Stricknadelenden usw. verringern.

Hat man die beiden Pendel in der beschriebenen Weise angefertigt und ausprobiert, so setzt man sie zur Erzeugung der Lissajousschen Figuren auf ein nach Figur 1 ausgeschnittenes, 1,8 cm dickes, 18 cm breites und ohne die Zacken e_1 und e_2 27 cm langes Brett, das über die Kante eines hohen Tisches oder dergl. soweit hinausragt, daß die Stricknadel n_1 sich ungehindert drehen kann. Die als Lager für die Nadel n_2 dienenden Zacken e_1 und e_2 ragen etwa 4,5 cm hervor, sind etwa 2,5 cm breit und lassen einen 4 cm breiten Spalt zwischen sich, in dem das Pendelholz f_2 hängt. Nadel n_1 liegt unter dem Brett in zwei Schraubösen *0,0*; innerer Durchmesser der zum Einlegen der Stricknadel etwas aufgebogenen Öse 1,5 cm. Man kann auch zwei von oben senkrecht durch das Brett geschlagene Nägel zu Ösen umbiegen und

mit Schmirgelleinen glattreiben, damit die Stricknadel sich leicht abwälzen kann. Der Höhenunterschied zwischen beiden Stricknadeln beträgt etwa 4,5 cm; er ermöglicht die ungestörte Bewegung der beiden übereinanderliegenden Spiegel g_1 und g_2.

Der durch einen Pfeil angedeutete Lichtstrahl fällt horizontal, parallel zu den Vorderkanten der Zacken e_1, e_2, senkrecht zur Achse n_1 auf den Spiegel g_1, der um etwa 40° gegen die Horizontale geneigt, das Licht schräg nach oben auf den Spiegel g_2 wirft. Schwingt Pendel P_1 mit dem Spiegel g_1, so beschreibt der Lichtstrahl auf dem ruhenden Spiegel g_2 eine gerade Linie parallel der Achse n_2. Spiegel g_2 wird nun auf der Achse n_2 so gedreht, daß der von ihm zurückgeworfene Lichtstrahl seine wagrechte Bahn in halber Höhe des Auffangschirmes beschreibt, der sich demnach in der Verlängerung der Achse n_1 befinden muß. Ruht Spiegel g_1, während Pendel P_2 mit Spiegel g_2 schwingt, so entsteht auf dem Schirm eine lotrechte Lichtlinie; schwingen beide, so entstehen die Lissajousschen Figuren. Brett und Projektionsapparat werden so aufgestellt, daß Achse n_1 auf den Auffangschirm zeigt, Achse n_2 zur Lampe weist; die Lampe muß also aus ihrer gewöhnlichen Stellung zum Schirm um 90° herausgedreht werden. Diese Umstellung kann man vermeiden, wenn man das Brett so neben dem Projektionsobjektiv befestigt, daß der Lichtstrahl die Achse n_2 unterhalb des Bleiklötzchens a senkrecht kreuzt, also parallel der hinteren Längskante des Brettes verläuft und durch einen Glasspiegel, der unterhalb der Zacke e_2 befestigt ist, in die gezeichnete Richtung parallel zur Achse n_2 abgelenkt wird.

Um schnell eine bestimmte Schwingungsdauer einstellen zu können, richtet man einige Pendelfäden her, die unten einen Haken für das Gewicht, oben einen aus 2 mm starkem Eisendraht gebogenen V-förmigen Haken V_1 tragen; die Enden dieses 2 cm langen Hakens sind rechtwinklig zur Ebene des „V“ zu Ösen umgebogen, die über den Nagel d_1 des Pendelholzes gehängt werden. In den spitzen Winkel des V ist der Pendelfaden eingeknotet, seine Bewegung erfolgt in der Ebene des V, in dieser muß auch der Nagel liegen, der wiederum rechtwinklig zur Stricknadel stehen muß, damit die Bewegung des Fadenpendels auf die Achse übertragen wird.

Für die Versuche vor der Klasse genügen meist Pendelschwingungen im Verhältnis 1 : 1 und 1 : 2; versieht man den einen Pendelfaden, etwa P_1, mit zwei Haken V_1 und V_1', so kommt man mit zwei Pendelfäden aus; wenn weitere Versuche nicht beabsichtigt werden, knotet man die Pendelgewichte an. Die Abstimmung geht in folgender Weise vor sich: die beiden etwa 120 cm langen Pendelfäden erhalten unten die Gewichte. Ein V-Haken (V_1') wird etwa 15 cm vom Gewicht eingeknüpft und an Pendelholz f_1 gehakt, ein zweiter etwa 114 cm vom Gewicht entfernt an den zweiten Faden für das Pendelholz f_2. Man ändert die Länge dieses Pendelfadens bis die Schwingungsdauern sich nahezu wie 1 : 2 verhalten, so daß die den einzelnen Phasendifferenzen entsprechenden Lissajousschen Figuren langsam ineinander übergehen und daher bequem beobachtet werden können. Nunmehr knüpft man an Pendel P_1 ohne den ersten Haken zu entfernen einen zweiten Haken (V_1) so ein, daß Pendel P_1 mit dem unverändert gebliebenen Pendel P_2 gleiche Schwingungsdauer hat. Die Abstimmung wird hier genauer vorgenommen, damit die der Phasendifferenz $\frac{\pi}{2}$ entsprechende Kreisbahn des Lichtpunktes längere Zeit bestehen bleibt. Der Haken (V_1) des Pendels P_1 wird bei Benützung von V_1' einfach über die Stricknadel gehängt, dort stört er nicht.

Soll das Verhältnis der Schwingungszahlen sehr groß werden, muß also bei gegebener Länge des langen Pendels P_2 Pendel P_1 sehr kurz sein, so wählt man ein längeres Pendelholz f_1 und bringt auf ihm ein verschiebbares Gewicht an. Die Länge des Pendels P_2 läßt sich bequem ändern, wenn man (nötigenfalls nach Entfernung des Nagels d_2) das Pendelholz von der Mitte des unteren Querschnittes aus schräg nach oben durchbohrt, den Pendelfaden hindurchschiebt, durch einen Knoten sichert

und in der gewünschten Länge durch ein von oben hineingestecktes spitzes Hölzchen festklemmt.

Zu Beginn der Versuche zeigt man getrennt den Einfluß der einzelnen Pendel auf die Bewegung des Lichtflecks. Um eine bestimmte Phasendifferenz einzustellen, läßt man eins der Pendel mit passendem Ausschlag schwingen und hält das andere in dem erforderlichen Abstand von der Ruhelage fest. Durch Beobachten der Bewegung des Lichtflecks erkennt man den Zeitpunkt, in dem man das zweite Pendel loslassen muß, um die gewünschte Phasendifferenz zu erhalten. Dies ist nach einiger Übung leicht zu erreichen. Zweckmäßig bezeichnet man die Nullage des Lichtflecks vor Beginn der Versuche durch die Spitze des Zeigestocks oder besser durch den Anfangspunkt eines rechtwinkligen Koordinatenkreuzes auf dem Schirm.

Nach Benützung werden die Pendelfäden abgehakt, auf ein Brettchen gewickelt und mit den Achsen in einer Zigarrenkiste aufbewahrt, in der zwei durchbohrte Brettchen zur Aufnahme der beiden Gewichte befestigt sind. Die Spiegel behalten bei sorgfältiger Aufbewahrung ihre Lage auf der Achse, so daß beim nächsten Versuch nur ein geringfügiges Nachstellen nötig ist.

2. Dämpfung der Schwingungen einer Wassersäule.

Der Einfluß des Widerstandes auf die Dämpfung von Schwingungen läßt sich sehr schön bei den Schwingungen einer gefärbten Wassersäule in einem U-förmig gebogenen, nicht zu engen Glasrohr vorführen. Man zeigt zuerst den Einfluß der Länge der Wassersäule auf die Schwingungsdauer und ihre Unabhängigkeit von dem spezifischen Gewicht der Flüssigkeit. Dann wirft man Glas- oder Schrotkugeln, auch kleine Steinchen, in das Rohr und wiederholt die Versuche, indem man immer von dem gleichen Höhenunterschied der Flüssigkeitsoberflächen ausgeht. Hierzu kippt oder schwingt man das U-rohr, so daß die Flüssigkeit in den linken Schenkel steigt, verschließt dessen Öffnung durch die angefeuchtete Handfläche, stellt das Rohr senkrecht und läßt durch Lüften der Hand die Flüssigkeitsoberfläche langsam bis zum Rande eines um das linke Rohr herumgelegten breiten Papierstreifens sinken, dessen unterer Rand jedesmal auf die Oberfläche der ruhenden Flüssigkeit eingestellt wird. Beim Fortnehmen der Hand setzen die Schwingungen dann mit einer stets gleichen Anfangsamplitude ein. Die Lage der Umkehrpunkte wird an einer Teilung am rechten Schenkel abgelesen. Je mehr Schrot man hineinwirft, desto geringer wird die Zahl der Schwingungen, die Unterschiede der aufeinanderfolgenden Amplituden werden größer, schließlich tritt der aperiodische Grenzfall ein. Weiterhin nimmt der Ausgleich immer mehr Zeit in Anspruch. In ähnlicher Weise werden die elektrischen Schwingungen infolge des Widerstandes der Leitungsbahn, besonders des Funkens, sowie der Strahlungsverluste beeinflußt. Der aperiodische Grenzfall ist von Bedeutung für empfindliche Meßinstrumente, z. B. für Galvanometer; schwachgedämpfte Instrumente lassen ebensowenig ein schnelles Messen zu wie starkgedämpfte, deren Zeiger kriecht. (Einstellen des aperiodischen Grenzfalles bei Spiegelinstrumenten nach Deprez d'Arsonval durch Änderung des äußeren Widerstandes.)

3. Koppelung zweier schwingender Gebilde (Resonanzkurve).

Ein schweres Fadenpendel kann durch Luftstöße (Anblasen) in richtigem Takte allmählich zu weiten Ausschlägen gebracht werden. Man erkennt die beiden Bedingungen für das Zustandekommen dieser Schwingungen: ein schwingungsfähiges Gebilde und Anstöße in bestimmten Zeitabständen. Rühren die Anstöße von einem zweiten schwingenden System her, so sagt man: beide Systeme sind gekoppelt, erfolgen die Anstöße in solchen Zeitabschnitten, daß ein Maximum von Energie übertragen wird, so sagt man: beide Systeme sind in Resonanz. Dies tritt meist bei gleicher Eigenschwingungsdauer der beiden Systeme ein. Kleine periodische Kräfte, die sich

einzeln der Beobachtung entziehen, können sich hierbei zu erheblicher Größe summieren und dadurch unerwartete Wirkungen hervorbringen. Gerade deswegen sind sie in der Technik gefürchtet. Folgender Versuch gibt hierfür ein einfaches Beispiel:

Läßt man ein Gewicht an einer Spiralfeder senkrecht auf- und abschwingen, so beobachtet man gelegentlich, daß Gewicht und Spirale allmählich in horizontale Schwingungen geraten, auch wenn eine horizontale Komponente in der ursprünglichen Schwingung nicht wahrzunehmen war. Überraschend wirkt der Versuch, wenn die Schwingungsdauer der als Pendel betrachteten Spiralfeder mit Gewicht doppelt so groß ist wie die der elastischen Schwingung. Um dies zu erreichen, hängt man eine Spiralfeder bifilar an einem Faden so auf, daß man die Länge des Fadens bequem ändern kann, befestigt ein möglichst großes Gewicht an der Feder und bestimmt die Schwingungsdauer der elastischen Schwingung. Dann bringt man das Gewicht zur Ruhe, läßt das Ganze als Pendel schwingen und ändert die Fadenlänge, bis die Schwingungsdauer doppelt so groß wie vorher geworden ist. Man beobachtet dann den Übergang der Energie von einer Schwingungsform in die andere. Nimmt man eine starke Feder und ein schweres Gewicht (1 kg), sodaß das System schon bei kleiner Amplitude der vertikalen Schwingung erhebliche Energie besitzt, so werden die Pendelschwingungen bei richtiger Abstimmung so groß, daß das Bunsenstativ, welches die Feder trägt, umgeworfen wird. Da in den beiden äußersten Lagen des Pendels rechts und links die Pendelschwingungen und die elastischen Schwingungen sich in gleicher Weise beeinflussen, ist hier das Verhältnis 1 : 2 für die beiden Schwingungsdauern das günstigste.

Eingehender kann man die Energiewanderung zwischen zwei gekoppelten Systemen mit folgender Vorrichtung untersuchen: eine 2 cm breite, 0,4 cm dicke Holzleiste ist flach auf einem Tisch festgeklemmt und ragt 30 cm über seine Kante. Auf ihr sind zwei Bindfadenschlingen verschiebbar, die je eine Spiralfeder (30 cm lang, 0,5 cm äußerer Durchmesser, Stahldraht 0,5 mm dick) mit einem 200 g schweren Gewicht tragen. Das erste Pendel hängt am Ende der Leiste, das zweite etwa 5 cm von ihm entfernt. Beide Pendel sind vorher durch Ändern des Gewichts oder besser der Federlänge so abgeglichen, daß sie gleiche Schwingungsdauer haben.

Wird die vordere Spirale durch Anheben des Gewichts in Schwingung versetzt, so gerät nach kurzer Zeit auch die zweite in Schwingung. Ist der Abstand der Aufhängepunkte klein, so kommt Spirale 1 zur Ruhe, während 2 stark schwingt und umgekehrt. Macht man den Abstand der Aufhängepunkte größer, verringert also die Koppelung beider Systeme, so kommt Spirale 1 zwar nicht zur Ruhe, die Schwingungen nehmen aber bis zu einem Minimum ab, dementsprechend sind auch die Maxima des zweiten Pendels kleiner. Die Zeit zwischen zwei Minimis, die Schwebungsperiode, nimmt mit abnehmender Koppelung zu. Durch die Koppelung entstehen in jedem Pendel zwei Schwingungen verschiedener Schwingungsdauer, die zusammen Schwebungen ergeben. Der Unterschied ihrer Schwingungszahlen oder die Zahl der Schwebungen pro Sekunde ist proportional der Größe der Koppelung.

Man kann bei diesen Versuchen gut erkennen, weshalb die Phasen der Schwingung beider Spiralen um 180^0 gegeneinander verschoben sind. Bewegt sich nämlich das Gewicht der Spirale 1 nach unten, so wird die Leiste, die die Koppelung bewirkt, auch nach unten gezogen; das Gewicht 2 folgt wegen seiner Trägheit dieser Abwärtsbewegung zunächst nicht, Spirale 2 wird also verkürzt, während gleichzeitig Spirale 1 länger wird.

Hebt man das Gewicht 1 in dem Augenblick, wo es zur Ruhe gekommen ist, wo also die Energie im System 2 steckt, an, so kann System 1 nicht mehr schwingen, die Energie bleibt im System 2 und dieses schwingt nun ohne Schwebung weiter. Dieser Vorgang entspricht der Stoßerregung elektrischer Schwingungskreise. Die Energie geht hier aus dem infolge der Funkenstrecke stark gedämpften Primärkreis in den schwachgedämpften Sekundärkreis über, kann dann aber bei geeigneter Größe

der Koppelung nicht wieder zurück, da die kurze, stark gekühlte Funkenstrecke in der Zwischenzeit nichtleitend geworden ist, im Primärkreis also keine Schwingungen auftreten können.

Den Einfluß der Eigenschwingungsdauer schwingender Systeme auf die Energieübertragung zeigt folgender Versuch: man bohrt durch die breite Seite der oben erwähnten Leiste nahe einer Kante kleine Löcher in 1 cm, 6 cm, 18 cm und 23 cm Entfernung vom Ende und klemmt die Leiste hochkant wagerecht 30 cm freischwebend fest. Durch das 2. und 4. Loch knüpft man je eine Schnur, deren andere Enden durch das erste bzw. dritte Loch geführt und hier durch ein Holzpflöckchen festgeklemmt werden. In die beiden so entstandenen Schlingen hängt man je ein 200 g schweres Bleigewicht, das zwei 1 cm voneinander entfernte aus Draht gebogene Ösen trägt. Es entstehen so 2 bifilar aufgehängte Pendel und zwar bildet jeder Pendelfaden infolge der beiden Ösen am Gewicht ein Trapez. Hierdurch wird das Verdrillern der beiden Fäden verhindert. Macht man beide Pendel gleichlang, etwa 40 cm, und versetzt eins in Schwingungen, so übertragen sich diese wie beim vorigen Versuche auch auf das andere Pendel, es entstehen Schwebungen, nur wird infolge der hier gewählten loseren Koppelung das Erregerpendel nur wenig beeinflußt.

Mit Hilfe dieser Pendel kann man die sogenannte Resonanzkurve aufnehmen. Man läßt die Länge des hinteren (Primär-) Pendels ungeändert und ändert die des vorderen (Sekundär-) Pendels von 20—60 cm in Stufen von etwa 4 cm, in der Nähe des Resonanzpunktes in kleineren Stufen. Nach jeder Einstellung wird das Primärpendel in Schwingungen von stets gleicher Anfangsamplitude versetzt, indem man sein Pendelgewicht bis zum Anschlag gegen einen Stativstab oder dergleichen aus der Ruhelage bringt. Das Sekundärpendel gerät in Schwingungen, deren Amplituden bis zu einem Maximum anwachsen, dann wieder abnehmen usf. Diese Maximalamplitude jeder ersten Schwebung wird an einem zwischen beiden Pendeln aufgehängten Winkelmesser bestimmt.

Aus diesem Winkel und der Pendellänge läßt sich die maximale Energie des Sekundärpendels berechnen; sie ist abhängig von der Pendellänge und hat ihren größten Wert bei gleicher Länge beider Pendel (Resonanz). Die Kurve, die im rechtwinkligen Koordinatensystem die Abhängigkeit der Energie des Pendels vom Quadrat seiner Schwingungsdauer angibt, heißt die Resonanzkurve. Sie ist von großer Bedeutung für elektrische Schwingungen, aus ihr entnimmt man die Lage des Resonanzpunktes, sowie die Größe der Dämpfung der Schwingungen. Die Energie eines Fadenpendels von der Länge l, der Masse m und dem Ausschlagswinkel α (von der Ruhelage aus gemessen) ist $E = 2 \cdot m \cdot g \cdot l \cdot sin^2 \left(\frac{\alpha}{2}\right)$. Die Schwingungsdauer ist $\tau = 2\pi \cdot \sqrt{l/g}$. Da es nur auf den Verlauf der Kurve ankommt, die Maßstäbe also willkürlich sind, kann man die konstanten Faktoren unberücksichtigt lassen und erhält dann $l \cdot sin^2 \frac{\alpha}{2}$ in Abhängigkeit von l.

Die Länge des Pendels mißt man von der oberen Fläche des Pendelkörpers bis zur unteren Kante der Leiste und fügt jedesmal die etwa mit Hilfe eines Kugelpendels bestimmte Korrektur hinzu. Für Schülerübungen ist eine Meßleiste bequem auf der für die zu benutzenden korrigierten Pendellängen gleich die Entfernungen, Gewicht-Leistenkante, angegeben sind. Für die Winkelmessung stellt man sich eine Gradteilung von 0—30° mit 20 cm Radius her, klebt sie auf ein Brettchen und stellt dieses zwischen beide Pendel. Um leicht die richtige Stellung für die Teilung zu finden, durchbohrt man die Nullinie der Teilung und befestigt hier einen Faden, der bei richtiger Stellung des Winkelmessers gerade bis zur Unterkante der Leiste reicht. Bringt man in einiger Entfernung vor den Pendeln eine Lampe an, so kann man die Winkel mit Hilfe des Schattens der Pendelfäden sehr leicht ablesen.

Ist die Koppelung nicht lose genug, so erhält man eine Kurve mit zwei Maximis, entsprechend den beiden die Schwebung hervorrufenden Schwingungen; bei loser Koppelung fallen sie zusammen. Um dies zu erreichen, kann man, falls nötig, die Entfernung der Pendel voneinander vergrößern oder eine weniger biegsame Leiste nehmen. Man macht dann zweckmäßig das Pendelgewicht des Primärpendels größer als das des Sekundärpendels, um trotz loser Koppelung genügend große Ausschläge des Sekundärpendels zu erhalten. Hierdurch wird auch die Rückwirkung des Sekundärpendels auf das Primärpendel geringer. Diese Versuche lassen sich mit einfachen Hilfsmitteln anstellen, erfordern aber Geduld.

4. Seilwellen in unterbrochener Beleuchtung.

Erregt man Seilwellen nach der Meldeschen Methode mit Hilfe eines schwingenden Stabes (Klöppel einer Klingel, Stimmgabel), so kann man nur den Einfluß der Spannung, also der Fortpflanzungsgeschwindigkeit, auf die Länge der Wellen zeigen und dies auch nur innerhalb gewisser Grenzen, da sich meist mit steigender Spannung die Schwingungszahl ändert, und die Schwingungen schließlich ganz aussetzen, wenn man nicht sehr sorgfältig gebaute Apparate benutzt; auch machen die Kontakte häufig Schwierigkeiten. Am besten benutzt man einen kleinen Elektromotor, dessen Drehzahl sich in weiten Grenzen ändern läßt. Hierbei ist die Umwandlung der drehenden in eine hin- und hergehende Bewegung ohne große Reibungsverluste wiederum nur durch gut gebaute und darum teuere Apparate möglich, besonders wenn die Spannung des Seiles groß ist. Befestigt man das Seil direkt an der Kurbel, so tritt zu der gewünschten hin- und hergehenden Bewegung des Seiles noch die in Richtung des Seiles, welche, weil gegen die Seilspannung wirkend, die Bewegung des Motors unregelmäßig macht und einen starken Motor erfordert.

Durch einen Kunstgriff kann man diesen Übelstand beseitigen, indem man die Kurbel überhaupt vom Zug des Seiles und der Reibung einer Geradführung entlastet und dem Motor nur die Aufgabe zuweist, das Ende des Seiles hochzuziehen.

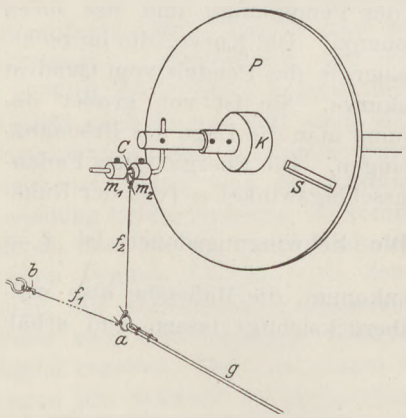

Fig. 2.

Das zu bewegende Ende des Seiles z. B. einer Gummischnur g (Fig. 2) von 2 mm Dicke, ist mit Bindfaden an einem kleinen Messingring (a) (1 cm Durchmesser) festgebunden. Von diesem Ringe gehen weiter 2 dünne feste Hanffäden oder Drähte aus: Faden f_1 ist 25 cm lang und mit einem zweiten Ringe (b) an einem Haken angehakt. Dieser Faden nimmt den Zug des Seiles auf, muß also mit ihm in Ruhe eine gerade Linie bilden. Die zweite Schnur f_2 ist 10 cm lang und trägt am Ende ebenfalls einen Ring (c); durch diesen Ring geht das Ende einer an der Motorachse angebrachten kleinen Kurbel. Die Kurbel besteht aus einem rechtwinklig gebogenen 5 mm dicken Eisenstab, dessen einer Schenkel in einer die Achse rechtwinklig durchsetzenden Bohrung festgeschraubt ist, während auf dem anderen, der Achse parallelen Schenkel, zwei längsdurchbohrte Messingsäulchen m_1 und m_2 aufgeschoben und festgeschraubt sind; zwischen ihren Stirnflächen hängt mit geringem Spielraum lose der Messingring c auf dem Eisenstab.

Das Seil ist unterhalb der Achse, senkrecht zu dieser ausgespannt und zwar so tief, daß Ring (a) auch bei tiefster Stellung der Kurbel durch den von Ring (c) auf der Kurbel ausgehenden Faden etwas angehoben ist; dieser Faden steht also lotrecht, das Seil wagerecht. Dreht sich der Motor, so wird das Ende des Seils bei jeder Umdrehung gehoben und senkt sich entsprechend der Kurbelstellung durch seine

eigene Spannung und sein Gewicht. Diese Bewegung des Seilendes pflanzt sich als Welle über das Seil fort. Sehr schön kann man bei langsamer Drehung verfolgen, wie die entstehende und die am festen Ende reflektierte Welle Schwebungen bilden, wie das Seil erst bei bestimmter Schwingungszahl sich einschwingt und eine stehende Welle entsteht. Da die meisten Motore mit sehr langsamer Umdrehungszahl schlecht laufen, ist es günstig die beschriebene Vorrichtung an eine langsam anzutreibende Achse anzusetzen, die man sich leicht selbst herstellen kann; als Schnurscheibe dient ein runder Holzteller (sog. Schinkenteller) in dessen Rand man eine Rinne einraspelt oder auf der Achse eindreht. Der Motor muß bei den Versuchen langsam anlaufen, seine Geschwindigkeit darf sich nur allmählich steigern, da sonst zwischen Kurbelwelle und schwingendem Seil leicht nicht unerhebliche Kräfte auftreten.

Es mag überflüssig erscheinen einen Apparat zu diesen Versuchen zu benutzen, die man bei einiger Übung ja auch aus freier Hand anstellen kann. Sie können aber bei mechanischem Antrieb feiner abgestuft und beliebig lange betrieben werden; auch ist der Vorführende in seiner Bewegungsfreiheit nicht beschränkt. Sehr wertvoll ist dieser Antrieb, wenn man die stehenden Wellen mittels stroboskopischer Beleuchtung untersuchen und hierbei eine bestimmte Phase längere Zeit betrachten will. Die hierzu nötige, mit den Schwingungen synchron einsetzende Beleuchtung erhält man durch folgende Einrichtung. Man setzt auf die die Kurbel tragende Achse einen sich mit einiger Reibung drehenden großen Kork K, an dem eine Pappscheibe P mit radialem schmalen Schlitz S zentrisch angenagelt ist. Durch diesen Spalt fällt der Lichtstrahl des Projektionsapparates von hinten auf einen vor dem Seil stehenden Spiegel, am besten auf einen erhabenen Kugelspiegel, der den Lichtkegel zerstreut, streifend auf das Seil wirft und so einen möglichst großen Teil des Seiles beleuchtet. Der Lichtkegel durchsetzt den Schlitz in seiner wagerechten Lage. Je nach der Stellung der Kurbel in diesem Augenblick wird das Seil in einer bestimmten Phase beleuchtet; bremst man während der Bewegung die Scheibe leicht zwischen den Fingern, so werden nacheinander alle Phasen beleuchtet und man sieht das Seil in langsamer Bewegung. Man kann jede Phase einstellen und beliebig lange betrachten. Es macht einen eigenartigen Eindruck, das Seil scheinbar regungslos in schön geschwungenem Bogen oder als unbewegliche gerade Linie zu sehen. Fremdes Licht, z. B. das des Projektionsapparates, muß abgeblendet werden.

Abgesehen von der Freude an dem Versuch selbst ist er grundsätzlich wichtig als Beispiel für die vielfach angewandte Methode, den Verlauf periodisch sehr schnell sich ändernder Vorgänge z. B. von Wechselströmen dadurch genau zu untersuchen, daß man die einzelnen Phasen nacheinander herausgreift und so schließlich den ganzen Schwingungsverlauf bis in alle Einzelheiten hinein kennen lernt (Joubertsche Scheibe). Diese Anordnung ist also gewissermaßen auch eine „Zeitlupe".

Mit der Schwungmaschine lassen sich diese Versuche ebenfalls anstellen. Hier kommt man bei vorsichtiger Handhabung mit einer sehr einfachen Vorrichtung aus. Man läßt einen runden, in den Konus der Schwungmaschine passenden Holzstab etwa 6 cm herausragen, durchbohrt ihn rechtwinklig zur Achse, 1 cm vom Ende entfernt, so, daß ein mindestens 3 mm dicker Draht (langer Nagel oder dergl.) nur schwer hindurch geht, biegt ein Ende rechtwinklig um und befestigt es parallel der Drehachse auf dem Holzstab gut mit Draht. Auf dieses Ende, das dem Holzstab nach 2 cm überragt, schiebt man mit Reibung ein etwa 0,5 cm langes, längs seiner Achse durchbohrtes Holzstäbchen, dann den Ring (c), wieder ein Holzstäbchen und schließlich eine Klemmschraube. Die Verbindung des Ringes mit dem Seil erfolgt in der oben beschriebenen Weise. Die Schwungmaschine wird hochgestellt, so daß die Achse wagerecht liegt. Die Pappscheibe sitzt mittels eines Korks auf dem Holzstab. Passende runde Holzstäbe, möglichst aus hartem Holz, sind in Eisen- oder Spielwarenläden zu erhalten. Ring b und das Ende des Seiles werden in passender Höhe an Stativen u. dergl. festgemacht.

Biblioteka Uniwersytecka

Die hier beschriebene Methode, eine drehende Bewegung in eine hin- und hergehende umzuwandeln, erscheint in all den Fällen brauchbar, wo es sich nur um Übertragung kleiner Kräfte handelt, z. B. beim Quecksilbertauchunterbrecher, Erzeugung von Wasserwellen durch Eintauchen von Stäben usw. Bei Ausnutzung von Resonanzerscheinungen können auch stärkere Kräfte übertragen werden. Man kommt mit einem kleinen Motor aus, da die Reibung und die Beschleunigung der zur Geradführung sonst erforderlichen Massen fortfällt.

Die Beugungserscheinungen beim geradlinig begrenzten Schirm und beim Spalt.

Von **F. Paul Liesegang** in Düsseldorf.

Wenn man zur Deutung dieser Beugungserscheinungen das Sinnbild der Fresnelschen Zonen anwenden will, so kann man das Verständnis durch die nachstehend beschriebenen Glasbilder erleichtern. Zum Einbringen der Platten in die Bühne des Lichtbilderapparates ist ein einfacher Nutenrahmen erforderlich, der ein seitliches Verschieben der Bilder gestattet und dessen Nuten so weit sind, daß gleichzeitig drei (ungefaßte) Platten darin Platz haben. Die Zeichnungen werden mit Tusche und farbiger Tinte auf gelatinierte Glasplatten gemacht[1]; jedoch entwirft man sie zuvor auf Papier, um sie durchzupausen. Ich benutzte Platten $8^1/_2 \times 10$ cm, und auf dieses Maß sind die unten angegebenen Daten berechnet: bei 9×12 cm Platten können die Zeichnungen naturgemäß größer sein. Auf allen Platten müssen die wagerechten Linien so angelegt werden, daß sie sich überdecken, wenn man jeweils zwei Platten in Projektionsstellung (auf dem Kopf) zusammenbringt.

Platte I (Fig. 1), zuerst allein eingesetzt, zeigt den mit schwarzer Tusche gezeichneten Querschnitt eines geradlinig begrenzten Schirmes. Das von einer ∞ weit entfernten Lichtquelle dagegen geschickte Licht ist durch (gelbe) Pfeile angedeutet. Die wagerechte Linie unten bezeichnet die Ebene des Auffangschirmes. Es soll nun festgestellt werden, welche Wirkung das Licht in einem beliebig gelegenen Punkt P dieser Ebene gibt.

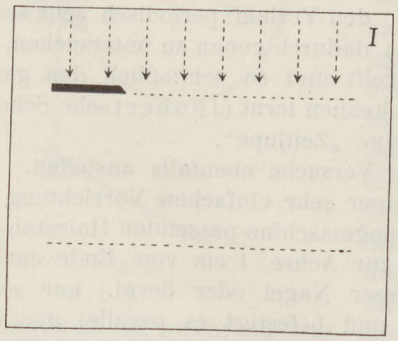

Fig. 1.

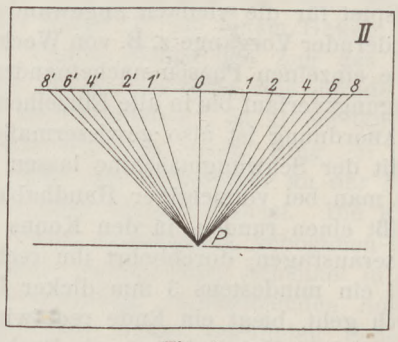

Fig. 2.

Platte II (Fig. 2) dient gewissermaßen als Schlüssel. Die 8 Punkte, die beiderseits die Grenzen der Zonen bezeichnen, wurden von 0 aus in folgenden Abständen aufgetragen: 12,2, 18,8, 23,4, 27,4, 30,8, 34,0, 36,8, 39,4 mm. Diese Werte (es sind die 20fachen Werte der Tabelle in Schusters „Einführung in die theoretische Optik" S. 111) gehören bei einer Wellenlänge von 0,5 μ zu einem Schirmabstand

[1]) Ed. Liesegang in Düsseldorf liefert solche unter der Bezeichnung Diagrammplatten.

$f = 400$ m. In der Zeichnung wurde der Schirmabstand gleich 4 cm genommen, also 10000 × zu klein. Oder wir können auch sagen: die Wellenlänge ist hier 10000 × zu groß; also $\lambda = 5$ mm. (Da die Formel $x = {}^1/_2 \sqrt{(4n-1)f\lambda}$, welche die Werte liefert, genähert nur für einen im Verhältnis zur Wellenlänge sehr großen Schirmabstand gilt, so zeigen in dieser verkürzten Zeichnung die entfernteren Zonen ziemliche Abweichungen.) Die zum Punkte P laufenden Verbindungslinien wurden orange gezeichnet.

Diese Platte nun wird vor Platte I geschoben, zunächst so, daß P senkrecht unterhalb der Schirmkante liegt, also auf der geometrischen Schattengrenze. Es wirken nur die Zonen rechts. Sie schwächen sich, wie die Theorie besagt, gegenseitig derart, daß die Gesamtwirkung gleich der halben Wirkung der ersten Zone ist. (Die Amplitude in P ist halb so groß wie im Falle, daß kein Schirm vorhanden ist; die Helligkeit ${}^1/_4$ so groß.) Schiebt man die Platte II nach rechts, so bleibt diese Wirkung der rechts gelegenen Zonen unverändert bestehen; dazu kommt nun aber die mehr oder minder starke Wirkung der links jeweils frei gegebenen Zonen: ist dort die erste Zone frei, so haben wir in P das erste Maximum; erste und zweite Zone frei = erstes Minimum usw.

Liegt P im geometrischen Schatten, so sind die Zonen von der Kante aus anzulegen. Schieben wir mithin die Platte II so weit nach links, daß der Punkt 1 (Grenze der ersten Zone) auf die beugende Kante fällt, also die erste Zone rechts verdeckt ist, so rechnet jetzt die frühere zweite Zone als erste und die Gesamtwirkung aller freien Zonen auf P ist gleich der halben Wirkung dieser Zone. Diese Überlegung gilt für jede Lage des Punktes P, kann aber mit diesem Modell naturgemäß nur für solche Lagen von P veranschaulicht werden, bei denen grade die Grenze einer der aufgezeichneten Zonen auf die beugende Kante fällt.

Platte III (Fig. 3), zunächst allein projiziert, veranschaulicht das Ergebnis: unten die Beugungssäume und darüber die Helligkeitskurve. Letztere wurde rot eingezeichnet. Die Ordinaten der Kurve sind für $n = 1$ (erstes Maximum), $n = 2$ (erstes Minimum) usw. bis $n = 8$ die folgenden: 27,5, 15,5, 24,0, 16,8, 23,2, 17,4, 22,5, 17,8 mm (zahlenmäßig das 20fache der Tabellenwerte in Schusters Theoretischer Optik S. 111). Indem man vor Platte III die Schlüsselplatte II schiebt, kann man nochmals die Entstehung der Maxima und Minima aus dem Zusammenwirken der Zonen veranschaulichen.

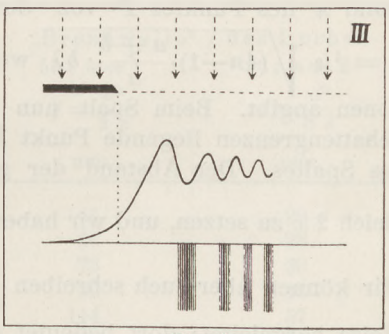

Fig. 3.

Übergang zum Spalt. Platte III wird zweimal gezeichnet. Bei der zweiten Ausführung sollten aber Buchstaben und Zahlen, die etwa darauf geschrieben werden, in Spiegelschrift sein. Man schiebt die beiden Platten III, Schichtseiten einander zugekehrt, von beiden Seiten her in den Nutenrahmen derart, daß die beugenden Kanten zunächst weit voneinander entfernt sind und die Kurven sich nicht berühren. Nun schiebt man die Platten gegeneinander, wodurch der von den beugenden Kanten gebildete Spalt immer enger wird; die Beugungssäume und Kurven laufen übereinander und deuten die Erscheinungen an, die man beim Versuch mit einem allmählich enger gestellten Spalt im freien Raum zwischen den geometrischen Schattengrenzen beobachtet. Wir bringen die zweiten Minima zur Deckung, alsdann die zweiten Maxima. Weiterhin lassen wir als besonders bemerkenswerten Fall die ersten Minima sich überdecken, wobei sich inmitten des hellen Feldes ein breiter dunkler Streifen zeigt, und endlich die ersten Maxima. Mit Hilfe der Schlüsselplatte II kann man wiederum die jeweilige Spaltbreite in Zonen ausmessen. Sie wird so davor geschoben, daß ihre Mittellinie den Spalt halbiert, und zeigt beispielshalber, daß die Überdeckung der ersten Minima stattfindet, wenn der Spalt beiderseits die zwei ersten Zonen freigibt.

Die vorauslaufenden, sich gegenseitig nicht überdeckenden Beugungsstreifen und Kurventeile, die in die Schattengebiete eindringen, geben die dort auftretenden Erscheinungen nicht richtig wieder. Diese Streifen erleiden vielmehr infolge der Verdeckung durch die Gegenkante Verschiebungen, die um so stärker werden, je enger man den Spalt stellt. Mit dem Modell läßt sich dies nur andeutungsweise zeigen: Man stellt die drei Platten derart gegeneinander ein, daß der Spalt nur die zweite und dritte Zone (sei es rechts oder links) freigibt. Die Stelle, wo dann der Punkt P liegt, ist das erste Minimum. Schiebt man die Schlüsselplatte weiter, so haben wir, wenn sich P ungefähr doppelt so weit von der Mittellinie des Spaltes befindet, das zweite Minimum, indem nun (annähernd) 4 Zonen in der Spaltöffnung liegen. Zwischen beiden Stellungen finden wir ein Maximum, gegeben durch 3 Zonen (auch diese Stelle läßt sich nur annäherungsweise zeigen).

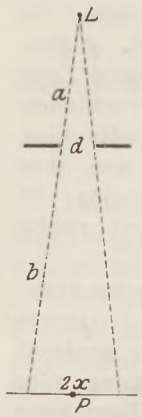

Fig. 4.

Die bei geeigneter Spaltbreite im freien Raum zwischen den geometrischen Schattengrenzen auftretenden Beugungserscheinungen, die ich zur bequemeren Unterscheidung „freie“ Beugungserscheinungen nenne im Gegensatz zu den (gegen die Lichtquelle) „verdeckten“, wurden durch Zusammenschieben der beiden Platten III hergeleitet aus dem Zusammenwirken zweier einzelner Kanten. In entsprechender Weise kann man, von der Kante ausgehend, zum formelmäßigen Ausdruck dieser Erscheinungen beim Spalt gelangen und zwar sogleich verallgemeinert auf den Fall, daß die Lichtquelle (L) sich in endlicher Entfernung a von der beugenden Kante befindet (Fig. 4). Ist b der Abstand des Auffangschirmes von der Kante, so gilt für den Abstand x des Punktes P von der Grenze des geometrischen Schattens annähernd $x = {}^1/_2 \sqrt{(4n-1)\cdot\frac{a+b}{a}\cdot b\lambda}$, worin n die Zahl der auf der Kantenseite wirksamen Zonen angibt. Beim Spalt nun hat der in der Mitte zwischen den geometrischen Schattengrenzen liegende Punkt P den gleichen Wert x in bezug auf beide Kanten des Spaltes. Der Abstand der geometrischen Schattengrenzen voneinander ist also gleich $2x$ zu setzen, und wir haben demgemäß $d = 2x\cdot\frac{a}{a+b} = \sqrt{(4n-1)\cdot\frac{ab}{a+b}\cdot\lambda}$.

Wir können aber auch schreiben $\frac{1}{a}+\frac{1}{b} = \frac{(4n-1)\lambda}{d^2}$. [Bei Schuster S. 119 auf andere Weise hergeleitet; dort bedeutet d die halbe Spaltbreite.] Der Spalt hat demgemäß Brennpunkteigenschaft in bezug auf die durch ein bestimmtes n (Zonenzahl) bedingte Beugungserscheinung: Die Abstände des Spaltes von der Lichtquelle (Lichtspalt) einerseits (a) und dem Auffangschirm andererseits (b) verhalten sich zu $\frac{d^2}{(4n-1)\lambda}$, wie bei der Linse Gegenstand- und Bildweite zur Brennweite. Hat man also für eine bestimmte Beugungserscheinung, z. B. das erste Minimum ($n = 2$), bei gegebener Spaltbreite d die „Brennweite“ f berechnet, so zeigt die Linsenformel an, bei welchen zusammengehörigen Werten von a und b stets dieselbe Erscheinung auftritt. Diese Regel erleichtert das Experimentieren insbesondere mit festen Spalten. Sie gilt in gleicher Weise für runde Öffnungen. Hier lautet nur der Ausdruck etwas anders, da die bei der geradlinig begrenzten Kante erforderliche Korrektur um die abzuziehende ${}^1/_8$ Wellenlänge fortfällt. Es ist demgemäß $f = \frac{d^2}{4n\lambda}$.

Eine weitere Erleichterung der Versuche mag durch die nachstehende Tafel geboten werden, die zu einer Reihe von Spalt- und Lochdurchmessern die zugehörigen „Brennweiten“ angibt und zwar für die bei $n = 1$ (erstes Maximum) und $n = 2$ (erstes Minimum) auftretenden Beugungserscheinungen. Eine zweite Tafel zeigt für

eine Anzahl runder Brennweitenwerte die zugehörigen Durchmesser an. Die Wellenlänge ist angenommen zu $\lambda = 0{,}55\ \mu$. Für diese Versuche sind aus Postkartenkarton gefertigte Spalte sehr gut geeignet. Man schreibt die „Brennweiten" darauf. Beispielsweise entnehmen wir der Tafel, daß ein 0,5 mm breiter Spalt, der im übrigen auch zur Darstellung der Fraunhoferschen Beugungserscheinungen taugt, für das erste Minimum eine „Brennweite" von 65 mm hat; er wird also den das Spaltbild teilenden dunklen Streifen auf einem mehrere Meter weit entfernten Schirm am schärfsten zeigen, wenn die Entfernung des Spaltes vom Lichtspalt wenig mehr als 65 mm beträgt. Für das erste Maximum hat dieser Spalt eine „Brennweite" von 152 mm. Was die Versuchsanordnung angeht, so sei daran erinnert, daß keine Objektivlinse zu verwenden ist, und daß der Spalt parallel zum Lichtspalt stehen muß; dazu dreht man einen der beiden Spalte in seiner Ebene, bis die Beugungssäume die höchste Schärfe zeigen.

Die zu $n = 1$ gehörigen d-Werte der Tafel geben gleichzeitig den Durchmesser der inneren Zone von Zonenplatten der entsprechenden Brennweiten an und zwar gilt der Lochdurchmesser für die ringförmigen Zonenplatten, die gleich einer Sammellinse wirken, die Spaltbreiten für streifenförmige Zonenplatten, die einer Zylinderlinse entsprechen. Loch und Spalt von diesem Durchmesser ($n = 1$) können angesehen werden als Zonenplatten, die auf die einfachste Form zurückgeführt sind.

Tafeln für die Beugungserscheinungen, die beim Spalt und runden Loch im freien Raum zwischen den Schattengrenzen auftreten.

n = Zahl der Fresnelschen Zonen, die in der Öffnung des Spaltes bzw. Loches liegen. $\lambda = 0{,}55\ \mu$.

I.

Spaltbreite bzw. Lochdurchmesser d	„Brennweite" f des Spaltes für $n = 1$ $f = \frac{d^2}{3\lambda}$	„Brennweite" f des Spaltes für $n = 2$ $f = \frac{d^2}{7\lambda}$	„Brennweite" f des Loches für $n = 1$ $f = \frac{d^2}{4\lambda}$	„Brennweite" f des Loches für $n = 2$ $f = \frac{d^2}{8\lambda}$
mm	mm	mm	mm	mm
0,30	55	23	41	20
0,35	74	32	56	28
0,40	97	42	73	36
0,45	123	53	92	46
0,50	152	65	114	57
0,55	183	79	138	69
0,60	218	94	164	82
0,65	256	110	192	96
0,70	297	127	223	111
0,75	341	146	256	128
0,80	388	166	291	145
0,85	438	188	328	164
0,90	491	210	368	184
0,95	547	234	410	205
1,00	606	260	455	227
1,10	733	314	550	275
1,20	873	374	655	327
1,30	1024	439	768	384
1,40	1187	509	891	445
1,50	1364	584	1023	511
1,60	1551	665	1164	582
1,70	1751	751	1314	657
1,80	1964	842	1473	736
1,90	2188	938	1641	820
2.00	2424	1039	1818	909

II.

„Brennweite“ f von Spalt bzw. Loch	Breite d des Spaltes für $n=1$ $d=\sqrt{3f\lambda}$	für $n=2$ $d=\sqrt{7f\lambda}$	Durchmesser d des Loches für $n=1$ $d=\sqrt{4f\lambda}$	für $n=2$ $d=\sqrt{8f\lambda}$
mm	mm	mm	mm	mm
50	0,29	0,44	0,33	0,47
100	0,41	0,62	0,47	0,66
150	0,50	0,76	0,57	0,81
200	0,57	0,88	0,66	0,94
250	0,64	0,98	0,74	1,05
300	0,70	1,07	0,81	1,15
400	0,81	1,24	0,94	1,33
500	0,91	1,39	1,05	1,48
1000	1,28	1,96	1,48	2,10

Die Stromstärke der Teslaströme.

Von Dr. **Alfred Wenzel** in Brandenburg a. Havel.

Zu den üblichen Versuchen zur Demonstration der Teslaströme gehören auch solche, die die Stärke dieser Hochfrequenzströme dartun sollen. Die meisten derartigen Versuche sind rein qualitativer Natur, so die Entzündung von Holundermark, das Verdampfen von Wasser aus einer feuchten Hanfschnur, die als Stromleiter dient u. a. m. Ein relatives Maß für die Stärke der Ströme könnten Versuche mit dem Looser'schen Thermoskop bieten, wie es H. Lüdtke in seinen „Beiträgen zur Behandlung der elektromagnetischen Lichttheorie und der Lehre von den elektrischen Schwingungen“ (*Abhandl. z. Didaktik und Philosophie der Naturwissenschaften. Bd. II, Heft 5, S. 9, 1911*) in anderem Zusammenhang verwendet.

Will man aber die Stärke der Teslaströme quantitativ messen, so muß man sich schon eines gut isolierten Hitzdrahtmilliamperemeters bedienen. Hier sei ein praktisch erprobtes Instrument nach Art der Spiegelgalvanometer, das man in der Schulwerkstatt mit geringen Mitteln selbst bauen kann, beschrieben. Fig. 1 stellt die schematische Aufsicht des Instruments dar, nachdem der Schutzkasten abgenommen ist.

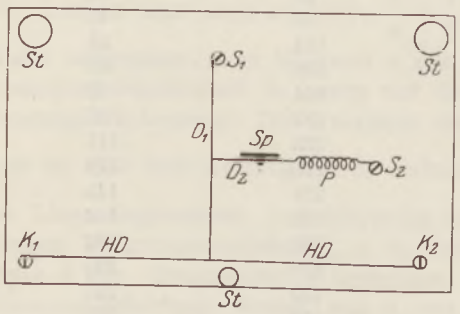

Fig. 1.

Auf einem Grundbrett von 35 cm Länge und 17 cm Breite ist ein feiner mit Seide umsponnener 0,1 mm starker Manganindraht HD von 28 cm Länge zwischen den isoliert befestigten Klemmschrauben K_1 und K_2 ausgespannt. In seiner Mitte ist ein mit der Schraube S_1 spannbarer gleich feiner Draht D_1 von 10 cm Länge befestigt, von dessen Mitte ebenfalls ein feiner Draht D_2, der um die Achse des Drehspiegels Sp geschlungen ist, zu dem elastischen Spiraldraht P führt, der mittels der Schraube S_2 angezogen werden kann. Die Spirale P hält die feinen Drähte straff gespannt und zieht sich bei der geringsten Verlängerung derselben zusammen, wobei der Drehspiegel Sp entsprechend gedreht wird. Der ganze Apparat steht auf den drei Stellschrauben St und wird in und außer Gebrauch durch einen leicht

abhebbaren Kasten, dessen Oberseite zur leichteren Demonstration aus Glas besteht, gegen Staub und Luftströmungen geschützt. Der Apparat ist ein Lichtzeigerinstrument und wird zum Gebrauch auf eine Bank gestellt, wie sie Fig. 2 andeutet (vgl. Fr. C. G. Müller, *ds. Ztschr. Bd. 29, S. 71, 1916*). Der vom Glühdraht *G* einer Einfadenglühlampe ausgehende Lichtstrahl wird durch die Linse *L* auf der Skala *Sk* abgebildet, nachdem er am Drehspiegel *D* des Hitzdrahtinstruments *H* und an dem festen Spiegelstreifen *Sp* reflektiert worden ist. Durch diese doppelte Spiegelung wird die Meßgenauigkeit des Instruments erheblich größer. Günstig ist die von Fr. C. G. Müller angegebene leicht und billig selbst herstellbare Skala auf durchscheinendem Seidenpapier, das in einem kleinen Holzrahmen ausgespannt ist, da Lehrer und Schüler gleichzeitig die Stellung der Lichtmarke sehen können. Wichtig für die Brauchbarkeit des Instruments ist die gute Isolation der Klemmschrauben K_1 und K_2, die den Hitzdraht tragen. Praktisch sind Hartgummiblöcke von mindestens 1 cm Stärke und Klemmschrauben, die auf 2 cm hohen Hartgummisäulen sitzen. Der Widerstand eines solchen Hitzdrahtinstruments beträgt ca. 60 Ohm.

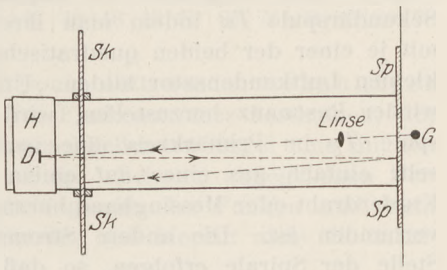

Fig. 2.

Die Eichung des Instruments, die mit Gleichstrom geschehen kann, ergab die in Tab. 1 zusammengestellten Werte, die sich gut einem Eichkurvenzug anpassen. Hat das Instrument längere Zeit unbenutzt gestanden, so muß es durch Nachspannen der Drähte auf dieselbe Empfindlichkeit gebracht werden.

Tab. 1. Eichwerte des Hitzdrahtmilliampèremeters.

Skalenteile	1,0	2,0	3,0	4,0	6,0	8,0	10,0	13,0	16,0	20,0	24,0	28,0
Milliampères	26	37	46	53	64	73	80	88	96	104	114	121

Um mit Hilfe dieses Instruments die Stärke der Teslaströme zu messen, leitet man sie vom unteren Ende *b* der Teslasekundärspule *Ts* (vgl. Fig. 3, die schematisch die Teslaschaltung angibt) entweder durch das Instrument *A* zur Erde ab oder man führt sie durch *A* zu einer isoliert aufgestellten Funkenstrecke F_2, an deren Stelle auch die beiden quadratischen Platten treten können, die dem Teslainstrumentarium gewöhnlich beigegeben sind, und von dort zum oberen Ende *c* der Teslaspule *Ts* zurück. Bemerkt sei, daß man die Teslaprimär- und -sekundärspule gegen die Erde isoliert aufstellt, damit die Teslaströme gezwungen sind, ihren Weg durch das Milliampèremeter *A* zu nehmen. Wird *b* über *A* geerdet, so bleibt *c* offen.

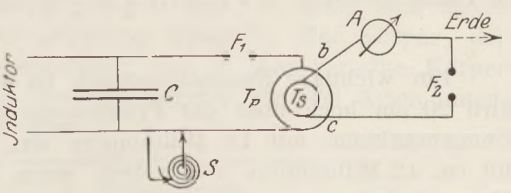

Fig. 3.

Es gilt nun zu untersuchen, von welchen Faktoren die Stärke der Teslaströme abhängt. Das Wichtigste ist der Nachweis, daß wir in den Teslaströmen wirklich sehr schnelle Schwingungen vor uns haben. Das kräftigste Beweismittel ist wohl die Resonanz zwischen Teslaprimärkreis $C—F_1—Tp$ und dem Teslasekundärkreis *Ts*. Sie ist bei den üblichen Teslainstrumentarien natürlich vorhanden. Meist wird sie dadurch gezeigt, daß man der Kapazität *C* im Primärkreis eine andere relativ große zuschaltet oder die eine Sekundärspule *Ts* mit vielen Windungen sehr feinen Drahts

durch eine andere mit weniger Windungen gröberen Drahts ersetzt, wobei das Funkensprühen am oberen Ende von *Ts*, die geerdet ist, unterbleibt. Diese Versuche sind aber sehr roh. Die Empfindlichkeit der Resonanz läßt sich folgendermaßen zeigen. Man vergrößert die Kapazität — und damit die Schwingungsdauer — der Sekundärspule *Ts*, indem man ihre Enden *b* und *c* unter Zwischenschaltung von *A* mit je einer der beiden quadratischen isolierten Platten verbindet, so daß diese einen kleinen Luftkondensator bilden. Um nun zwischen Teslasekundär- und -Primärkreis wieder Resonanz herzustellen, wird zwischen den Kondensator *C* und der Primärspule *Tp* im Primärkreis eine variable Selbstinduktion *S* eingeschaltet. Diese ist sehr einfach aus einer auf einem isoliert stehenden Brett montierten Spirale aus Kupferdraht oder Messingband herzustellen, deren eines Ende mit einer Klemmschraube verbunden ist. Die andere Stromzuführung kann mittels Metallklammer an jeder Stelle der Spirale erfolgen, so daß man beliebig viele Windungen der Spirale einschalten kann.

Mit dem Abstand der beiden in F_2 befindlichen Platten von einander muß sich die Schwingungszeit der Sekundärspule ändern und damit auch die Resonanzstellung der variablen Selbstinduktion *S*. Das geht auch aus Tab. 2 hervor, die nach einer von vielen Messungsreihen die Teslastromstärke für 3 Plattenabstände als Funktion der zugeschalteten Selbstinduktion *S*, die nach den Dimensionen der Windungen in Henry umgerechnet sind, angibt. Wenn man bedenkt, daß die Selbstinduktion der Teslaprimärspule ca. $1 \cdot 10^{-4}$ Henry beträgt, so erkennt man, wie scharf ausgeprägt das Resonanzmaximum der Teslastromstärke in jedem Fall ist, da die Größe der zugeschalteten Selbstinduktion im Höchstfalle nur wenige Prozent der in *Tp* vorhandenen beträgt.

Tab. 2. Teslastromstärke als Funktion der Selbstinduktion des Teslaprimärkreises. (Induktorspeisestrom, 15 Amp., 20 Volt.) Mit quadratischem Plattenluftkondensator im Sekundärkreis. Die Primärspule hat ca. $1 \cdot 10^{-4}$ Henry.

Windungszahl		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Zugesch. Selbstindukt. in 10^{-9} Henry		0	32	93	191	327	509	734	1009	1329	1699	2124	2600	3130
Telastromstärke in Milliampère für Plattenabstand a	a = 10 cm	80	86	87	88	89	91	94	100	107	112	**117**	112	95
	a = 15 cm	87	91	92	93	94	96	100	105	119	**121**	119	115	104
	a = 20 cm	95	98	100	102	105	109	111	117	**125**	121	113	88	74

Ein wichtiger Resonanzversuch ist auch folgender: Die Teslasekundärspule *Ts* wird 20 cm hoch über der Primärspule angebracht. Auch hier tritt noch ein Resonanzmaximum mit 18 Milliampère ein. Ebenso läßt sich ein Resonanzmaximum mit ca. 12 Milliampère nachweisen, wenn sich *Ts* neben *Tp* im Abstande von 20 bis 30 cm befindet.

Hieran schließt sich die Frage, inwiefern die Stromstärke sich mit der Größe der Funkenstrecke F_2 (an Stelle der Platten) ändert. Um dies festzustellen, werden die beiden quadratischen Platten durch Kugeln ersetzt. Hierdurch wird die Eigenschwingungsdauer der Sekundärspule nur unwesentlich verändert. Die Resonanz tritt bei dieser Anordnung erst bei größerer Entfernung der beiden Kugeln von einander ein, wie die Ergebnisse einer solchen Versuchsreihe in Tab. 3 zeigen, da bei geringerer Entfernung der beiden Kugeln in F_2 (bis 60 mm) ein gleichmäßiger Funkenstrom übergeht, wir also nicht einen vollständig offenen, sondern einen über einen sehr großen Widerstand geschlossenen Sekundärkreis vor uns haben.

Ebenso läßt sich auch leicht nachweisen, daß mit der Zunahme der Energie des Induktorspeisestromes auch die Teslastromstärke wächst.

Tab. 3. Teslastromstärke als Funktion der Größe der Teslasekundärfunkenstrecke F_2 (Induktorspeisestrom 20 Volt und 14 Ampère).

F_2 in mm	1	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	50	70	100	120	140	200	∞
Teslastromstärke in Milliamp.	39	40	42	43	44	45	46	47	48	48	49	52	66	74	80	85	80	78

Die an dem offenen Ende der Teslasekundärspule auftretenden Spannungen lassen sich nur ganz roh durch die Schlagweite des Funkenstromes bestimmen, den man erhält, wenn man der das obere Spulenende abschließenden Kugel eine mit der Erde verbundene Kugel in meßbarem Abstande nähert. Bei den angegebenen Versuchen betrugen die Spannungen bei ca. 9 cm Schlagweite der Funken und mehr ca. 85000 und mehr Volt, doch sei sogleich bemerkt, daß hiermit nicht die maximalen Leistungen gemessen sind.

Interessante, für die Schule allerdings wohl ungeeignete Spannungsmessungen am Teslatransformator hat kürzlich M. Wolfke (*Phys. Ztschr. 24, 249, 1923*) beschrieben. Er führte sie mittels magnetischer Ablenkung von Kathodenstrahlen in einem Vakuumrohr aus, wobei er Spannungen bis 400000 Volt feststellen konnte.

Einfache Versuche aus der Kolloidchemie.

Von Dr. **H. Petzold** in Berlin-Friedenau.

Unter den Gebieten der physikalischen Chemie, denen in letzter Zeit sich die Forschung mit besonderem Eifer zugewandt hat, nimmt die Kolloidchemie eine besondere Stellung ein. Man kann sagen, sie ist eine Sonderdisziplin geworden, einerseits durch wertvolle wissenschaftliche Forschungsergebnisse, andererseits durch bedeutsame technische Anwendungen. Die folgenden Zeilen sollen nicht den Zweck haben, Vorschläge zu machen, um unsere mit Stoffülle genügend gesegneten höheren Schulen noch weiter zu belasten; sollte aber hin und wieder es unternommen werden, einige der folgenden Versuche durchzuführen, um eine engere gedankliche Verknüpfung zwischen der Chemie und Physik zu erzielen, so wäre dies mit der Unterlassung der Besprechung dieser oder jener chemischen Verbindung oder Reaktion wohl nicht zu teuer bezahlt.

Sind zwei Körper (oder auch mehrere) derartig ineinander verteilt, daß die Teilchen des einen zwischen denen des anderen gelagert sind, so nennt man dieses System der zwei (oder mehrerer) Körper ein „disperses System“. Der Körper, der der Masse nach überwiegt, wird „Dispersionsmittel“, der in ihm verteilte Körper „disperse Phase“ genannt. Solcher dispersen Systeme können wir drei Arten unterscheiden, die durch folgende Tabelle erklärt sind:

Benennung	Teilchengröße
Grobdisperse Systeme	$> 100\,\mu\mu$
Kolloide Systeme	100 bis $1\,\mu\mu$
Molekular(ion-)disperse Systeme	$< 1\,\mu\mu$

Selbstverständlich ist hierbei, daß die Festsetzung der Teilchengröße verhältnismäßig willkürlich ist — eine Tatsache, die in dem stetigen Übergange eines der Systeme in das andere begründet ist; sie ist jedoch zwecks systematischer Einteilung sehr praktisch, weil jedem dieser Systeme charakteristische Erscheinungsformen zukommen.

Zunächst sollen einige Versuche mit einfachen Mitteln die Dispersionsmethoden etwas näher erläutern und die Entstehung von Substanzen in kolloidem

Zustande zeigen. Die obige Tabelle zeigt, daß man zu kolloider Zerteilung entweder von groben Dispersionen durch weitere Zerteilung oder von molekulardispersen Körpern durch Kondensation gelangen kann.

Versuch 1: Filtriert man eine Aufschwemmung von Kartoffelstärke durch ein dichtes Filter (Baritfilter), so erhält man ein klares Filtrat, das mit alkoholischer Jodlösung oder Jodjodkaliumlösung keine Reaktion gibt. Zerreibt man dagegen längere Zeit etwas Stärke, mit Wasser angefeuchtet, im Mörser (Porzellan- oder besser Achatmörser), so erhält man nun nach dem Filtrieren ein Stärkesol, das eine lebhafte Jodstärkereaktion gibt (mechanische Dispersion).

Vs. 2: Zwei Silberdrähte von ungefähr 1 mm Stärke werden durch Überschieben engen Gummischlauchs oder Glasrohres isoliert, mit Klemmen versehen, und zwischen ihren Spitzen, die sich in einer Schale destillierten Wassers, ungefähr 2 cm tief eingetaucht, befinden, wird ein Gleichstromlichtbogen von ungefähr 1—2 mm Länge erzeugt. Dazu klemmt man den einen Draht am besten durch ein Stativ fest und führt den anderen Draht mit einer Hand, die durch die zweite Hand gestützt wird. Beide Ellbogen sind auf den Tisch gestützt, um eine bessere Führung zu ermöglichen. Durch Vorschaltung eines Regulierwiderstandes hält man bei Benutzung von Netzstrom die Spannung unter 100 Volt, im allgemeinen bei ungefähr 30—40 Volt, die Stromstärke bei vielleicht 3—5 Ampère. Steht nicht Gleichstrom aus einer Zentrale zur Verfügung, so gelingt der Versuch auch mit einer Akkumulatorenbatterie von wesentlich geringerer Spannung. In Ermangelung von Gleichstrom kann man auch den Sekundärstrom eines Induktoriums benutzen, dem man am besten eine Kapazität parallel schaltet. Als Dispersionsmittel benützt man destilliertes Wasser, dem man auf 100 ccm Flüssigkeit 2 - 3 Tropfen verdünnter (z. B. 2 %) Sodalösung zusetzt. Vom Lichtbogen aus bilden sich in der Flüssigkeit braune oder grünliche Wolken kolloiden Silbers. An Stelle der beiden Silberdrähte kann man auch zwei beliebig anders gestaltete Silberstückchen (Teile eines zerbrochenen silbernen Löffels usw.) benutzen, die sinngemäß angebracht werden. Steht aber Silber überhaupt nicht zur Verfügung, so macht man den Versuch mit zwei besponnenen Kupferdrähten (Klingelleitungsdraht). In diesem Falle erhält man aber kein Metallsol, sondern Kupferoxyd in kolloider Verteilung. Zum Schluß des Versuches trennt man durch Filtration durch ein gewöhnliches Filter die grobdispersen Partikelchen ab (elektrische Zerstäubungsdispersion).

Vs. 3: Man leitet in 10—20 ccm 5 %iger Sublimatlösung so lange Schwefelwasserstoff ein, bis sich ein schwarzer Niederschlag gebildet hat. Dieser wird durch wiederholtes Dekantieren oder Abfiltrieren und Waschen mit Wasser gereinigt, in Wasser aufgeschwemmt und von neuem mit eingeleitetem Schwefelwasserstoff behandelt. Hierbei geht das Quecksilbersulfid zu einem erheblichen Teile in kolloide Lösung. Eine Filtration läßt selbst bei sehr dichtem Filter ein braun bis schwarz gefärbtes Sol durchlaufen (chemische Dispersion durch Peptisation).

In den folgenden Versuchen wollen wir durch Kondensationsmethoden, ausgehend vom molekulardispersen Zustande durch Zusammentretenlassen der Moleküle (Ionen), kolloide Lösungen gewinnen.

Vs. 4: 1 g pulverisiertes Kolophonium wird in 10 ccm Alkohol (oder auch Brennspiritus) gelöst. Von dieser Lösung gibt man einige Kubikzentimeter tropfenweise unter tüchtigem Umschütteln zu 100 ccm destillierten Wassers. So entsteht ein milchiges opaleszierendes Kolophoniumsol (Kondensation durch Löslichkeitsminderung).

Vs. 5: Man stellt eine Silbernitratlösung her, die 0,17 g Silbernitrat in 1 l destillierten Wassers enthält. Zu 100 ccm dieser Lösung tropft man einige Tropfen einer 1 %igen Tanninlösung sowie 1 Tropfen einer verdünnten Sodalösung (z. B. 1 %ig). Die Tanninlösung stellt man zum Versuch immer möglichst frisch her. Durch Erwärmen erhält man ein schön rötlichbraun gefärbtes Silbersol, das recht beständig ist (Kondensation auf chemischem Wege durch Niederschlagsbildung).

Vs. 6: Man stellt sich durch einige Minuten anhaltendes Schütteln eine Lösung von fein gepulvertem Arsentrioxyd in destilliertem Wasser her. Das Ungelöste filtriert man ab und verdünnt um das Einundeinhalbfache. Zu dieser Lösung gibt man vorsichtig Schwefelwasserstoffwasser, bis sich ein schön gelb gefärbtes Arsentrisulfidsol gebildet hat (Kondensation wie bei 5).

Vs. 7: Zu destilliertem Wasser (im Becherglase), das bis zum Sieden erhitzt wurde, gibt man einige Tropfen einer in der Kälte hergestellten nicht zu konzentrierten Ferrichloridlösung. Sofort oder nach kurzer Zeit des Weitersiedens entsteht ein tief rotbraun gefärbtes Eisenhydroxydsol (Bildung wie bei 5 und 6).

Nachdem wir uns so mit den Hauptmethoden der Herstellung eines Stoffes in kolloider Lösung vertraut gemacht haben, sollen unsere nächsten Arbeiten dem Studium der Eigenschaften dieser kolloid gelösten Körper gelten. Eine der am längsten bekannten Eigenschaften kolloider Lösungen ist die äußerst geringe Fähigkeit zu diffundieren. Praktisch haben kolloidgelöste Stoffe, das können wir ruhig sagen, keinen osmotischen Druck. Zu Versuchen dieser Art stellt man sich gegebenenfalls einen einfachen Dialysator selbst her, indem man von einer Standflasche von ungefähr 250 ccm Inhalt den Boden in 2—3 cm Höhe absprengt (am besten in bekannter Weise durch Umlegen eines dünnen Eisendrahtes, den man elektrisch zum schwachen Glühen bringt und mit Wasser begießt). Die scharfen Ränder der so erhaltenen tubulierten Glocke glättet man durch Abschleifen mittels nassen Sandsteins oder mit einer alten Feile. Die untere Öffnung dieses Gefäßes überbindet man nun mit Pergamentpapier, das man anfeuchtet und durch einen mehrfach herumgelegten Bindfaden befestigt. Nach dem Trocknen kann man sich durch Eingießen von Wasser durch den Hals der Flasche überzeugen, ob das Pergamentpapier auch überall dicht anliegt. Nach gelungener Prüfung der Dichtigkeit hängt man die Flasche in ein weiteres Gefäß (Elementenglas, Aquarienglas usw.), gießt in die Flasche die zu untersuchende kolloide Lösung und in das Außengefäß bis zur Höhe des Kolloides reines Wasser. Benutzt man eine gefärbte kolloide Lösung, z. B. das nach Versuch 7 hergestellte Eisenhydroxydsol, so wird man beobachten, daß dieses nicht fähig ist, die Pergamentmembran zu durchwandern — die Außenflüssigkeit bleibt farblos. Andererseits vermögen die in der hergestellten kolloiden Eisenhydroxydlösung vorhandenen Chlorionen zu dialysieren, wie nach einiger Zeit eine Untersuchung des Außenwassers mit Silbernitrat ergibt. Bei diesem Versuch muß man selbstverständlich als Außenflüssigkeit destilliertes Wasser nehmen, um sich nicht durch die im Leitungswasser enthaltenen Chlorionen täuschen zu lassen. Durch wiederholtes Wechseln der Außenflüssigkeit kann man den kolloidgelösten Körper von in ihm enthaltenen molekular- oder iondispersen Verunreinigungen befreien.

Vs. 8: Besonders einfach gestattet der folgende Versuch, den Unterschied kolloid- und echtgelöster Stoffe, sowie vorhandene Übergänge zwischen beiden Zuständen zu zeigen. Zu dem Zwecke stellen wir eine 3%ige Gelatinelösung her, mit der wir eine Reihe Reagenzgläser ungefähr 3—5 cm hoch füllen. Zur Herstellung der Gelatinelösung wägen wir die benötigte Gelatinemenge ab, zerschnitzeln sie möglichst mit der Schere und lassen sie in einem Becherglase, mit einem kleinen Teil der zugehörigen Wassermenge übergossen, quellen. Ist die Gelatine weich und lappig geworden, so gießen wir das gesamte Wasser nach und erhitzen das Becherglas auf dem Wasserbade unter öfterem Umrühren, bis die sämtliche Gelatine gelöst ist. Sollte ein Wasserbad fehlen, so tut ein beliebiger Emailletopf oder im Notfalle auch eine größere Konservenbüchse dieselben Dienste. Nach der Füllung der Reagenzgläser läßt man die Gelatine bei Zimmertemperatur ruhig erstarren. Gießt man auf die erstarrte Gelatine kolloidgelöste Stoffe, wie z. B. das nach Versuch 7 hergestellte Eisenhydroxydsol, so findet man, daß diese Lösung nicht die Fähigkeit hat, in die Gelatine zu diffundieren, dagegen zeigt eine echte Lösung von Kupfersulfat in Wasser nach kurzer Zeit deutlich ihr Diffusionsvermögen. Eine Lösung von Kongorot, noch

besser eine solche von Kongorubin zeigt nach einigen Tagen erst ein Diffusionsvermögen und deutet so den bestehenden Übergang von kolloiden zu molekulardispersen Lösungen an. Zum Zwecke des Versuchs mit weiteren Lösungen eignen sich das obenhergestellte Silbersol, Quecksilbersulfidsol, Eisenhydroxydsol und verdünnte schwarze Tusche, die sämtlich nicht diffundieren und so den kolloiden Charakter ihrer Lösung verraten. Sollten Alkaliblau und Nachtblau zur Verfügung stehen, so hat man zwei weitere nicht diffundierende Farbstoffe. Gut diffundierende Körper sind andererseits Pikrinsäure, Methylviolett, Methylenblau und gefärbte anorganische Salze. Zu beachten ist bei Auswahl der letzteren besonders, daß nicht störende Nebenerscheinungen, wie z. B. Gerbung der Gelatine u. a. auftreten. Auch die jetzt häufig gelieferten violetten Schultinten sowie die rote Tinte diffundieren oft gut. Eine hübsche Anwendung dieser beobachteten Erscheinungen zeigt folgende Diffusionsanalyse eines Farbstoffgemisches. Man stellt sich eine Mischung von Nachtblau oder Viktoriablau B mit schwach alkalischer Eosinlösung her und untersucht das Diffusionsvermögen gegen erstarrte Gelatine. Das rote Eosin dringt nach kurzer Zeit in die Gelatine ein, während die blauen Farbstoffe zurückbleiben. Auch Gemische nicht diffundierender Farbstoffe mit der gut diffundierenden Pikrinsäure eignen sich ausgezeichnet.

Neben den beiden besprochenen Verfahren, der Dialyse und Diffusion, die uns in den Stand setzen, kolloid- und molekulardisperse Stoffe zu scheiden, nimmt ein drittes Verfahren, das der sogenannten „Ultrafiltration“ ein besonderes Interesse in Anspruch. Dieses ermöglicht es, nicht nur die oben erwähnte Trennung vorzunehmen, sondern auch kolloidgelöste Stoffe von ihrem Lösungsmittel zu trennen. Von den hier üblichen Verfahren, bei denen zum Teil mit starken Filtrationsdrucken gearbeitet wird, kommt für uns nur das der „spontanen Ultrafilter“ in Frage, das wir Wo. Ostwald verdanken.

Vs. 9: Zur Herstellung eines solchen Filters legt man einem sauberen guten Trichter ein gewöhnliches glattes Papierfilter so an, daß sein oberer Rand vom Trichterrande ungefähr 1 cm entfernt bleibt. Das Filter wird dann mit heißem Wasser gut angefeuchtet und angedrückt, wobei man darauf zu achten hat, daß das Filter überall gut anliegt und keine Blasen oder Falten entstehen. Das überschüssige Wasser läßt man abtropfen. Hierauf gießt man von einer gewöhnlichen ungefähr 4 %igen Kollodiumlösung, wie sie zu pharmazeutischen Zwecken verkauft wird, eine kleine Menge, die bei einem Trichterdurchmesser von ungefähr 5—6 cm 20—30 ccm beträgt, in ein Reagenzglas und erwärmt sie darin im Wasserbade vorsichtig auf $\sim 30^{0}$ C. Nach der Erwärmung wird das Kollodium in das nasse Filter gegossen und durch schnelles Drehen eine den ganzen Papiertrichter deckende Kollodiumschicht hergestellt. Das Kollodium darf dabei nicht zum zweiten Male über schon benetzte Filterteile laufen, da sonst zu dicke und damit schwer filtrierende Stellen entstehen. Den Kollodiumüberschuß gießt man zurück, achtet aber besonders darauf, daß in der Filterspitze nicht ein dicker Tropfen zurückbleibt. Unter langsamem Drehen läßt man nun das Filter ungefähr 10 Minuten trocknen, wobei man das allmählich hart werdende Filter für kürzere Zeit auch aus dem Trichter herausnimmt. Dabei muß die Kollodiumschicht, die sich über den oberen Filterrand ergossen hat und am Trichterrand festhaftet, vorsichtig mit der Spitze eines Messers gelöst werden. Man achte darauf, daß an der Stelle, wo das gekniffte Filterpapier von außen dem Papierkegel anliegt, dieses durch ein Kollodiumtröpfchen möglichst angeklebt ist, sonst faltet sich das Filter bei der weiteren Behandlung zu leicht wieder auf. Nach Verlauf der oben angegebenen Zeit wird mit der gleichen erwärmten Kollodiumlösung das Filter wieder ausgegossen, wobei man die überschüssige Kollodiumlösung wiederum sorgfältig abtropfen läßt. Das Filter läßt man nun noch einmal 10 Minuten trocknen und taucht es dann sorgfältig in destilliertes Wasser unter, in dem es bis zur Verwendung verbleibt, die bereits nach einer halben Stunde erfolgen kann. Noch besser wechselt

man das destillierte Wasser einmal, wäscht auch das Filter mit destilliertem Wasser vor der Verwendung einmal aus, um Trübungen des Filtrats, die von koaguliertem Kollodium herrühren können, zu vermeiden. Zum Gebrauch nimmt man das Filter aus dem Wasser heraus und legt es vorsichtig in einen entsprechenden Trichter. Eine daraufgegossene verdünnte Nachtblaulösung oder ein Silbersol müssen ein absolut klares farbloses Filtrat ergeben und zeigen so die Verwendbarkeit des hergestellten Filters an. Die Filter sind bei sorgfältiger Behandlung ziemlich oft zu benutzen und können unter einem langsamen Wasserstrahle, gegebenenfalls unter Zuhilfenahme eines Wattebausches, ausgewaschen werden. Die längere Aufbewahrung der Filter geschieht am besten in einem Gefäß unter destilliertem Wasser, auf dem man ein paar Thymolkriställchen schwimmen läßt.

Solche Filter filtrieren „spontan“, ohne Anwendung eines besonderen Druckes, und zwar erhält man bei einem guten Filter in der Viertelstunde einige Kubikzentimeter Filtrat. Nimmt man zur Herstellung eine verdünnte Kollodiumlösung (Verdünnen mit einer Mischung von 7 Teilen Äther und 1 Teil Alkohol), so erhält man zwar weniger dichte, aber schneller filtrierende Filter. Stellt man sich so mit verschiedenen Kollodien Filter her, so kann man deren wechselnde Porengröße durch Aufgießen verschiedener Sole prüfen, von denen z. B. Lösungen von Nachtblau, Kongorot und kolloidem Silber gut geeignet sind. Die mit schwächeren Kollodien hergestellten Filter lassen dann meist schon das eine oder andere Sol durchlaufen. Wie man nun die Fähigkeit dieser Filter zeigt, kolloide Stoffe zurückzuhalten, so beweise man auch die Eigenschaft molekulardisperser Lösungen, die Filter unzerlegt zu passieren. Genügt hierzu bei Pikrinsäure, Methylviolett usw. die Farbe des Filtrats, so muß man bei durchgelaufenem Kochsalz oder Glaubersalz im Filtrat das hindurchgegangene Chlorion bezw. Sulfation durch Reaktion mit Silbernitrat bezw. Bariumchlorid nachweisen. Natürlich gelingt auch mit solchen Ultrafiltern die Farbstoffanalyse eines Gemisches ebenso wie oben mit Hilfe der verschiedenen Diffusionsfähigkeit in erstarrter Gelatine. Die Ultrafiltration ist jedoch nicht nur ein wichtiger Zweig der Kolloidforschung auf dem Gebiete der Farbstoffe, sondern andere Disziplinen bedienen sich derselben auch mit größtem Erfolge. Die Studien über die Natur der Stärkelösungen, über die Diastase, die zellfreie Gärung, verschiedene Bakteriengifte wie z. B. Diphtherietoxin u. a. m. sind durch Anwendung der Ultrafiltration wesentlich gefördert worden.

Besonders förderlich haben sich der Erforschung des kolloiden Zustandes der Körper die optischen Methoden erwiesen, von denen ein paar Versuche erläutert werden sollen.

Vs. 10: Reibt man eine Aquarellfarbe, z. B. Zinnober, nicht zu stark mit Wasser an, so erhält man eine trübe durchscheinende Flüssigkeit, die mit dem Auge einzelne Teilchen nicht mehr erkennen läßt. Die Beobachtung eines Tröpfchens dieser Farbflüssigkeit unter dem Mikroskope bei stärkerer Vergrößerung läßt jedoch noch deutliche Teilchen erkennen und beweist uns, daß wir es beim Zinnober mit einer Suspension einzelner fester Teilchen in Wasser zu tun haben. Bedient man sich einer angeriebenen Gummiguttfarbe, so erkennt man unter dem Mikroskope eine Emulsion feiner Harztröpfchen. Nimmt man nun ein Tröpfchen der oben angegebenen vollkommen klaren und durchsichtigen Sole, z. B. vom Eisenhydroxydsol, unter das Mikroskop, so ist kein einziges Teilchen außer gelegentlichen Schmutzteilchen sichtbar. Wir haben es hier nicht mehr mit einer Suspension, sondern mit einer richtigen kolloiden Lösung zu tun. Füllen wir nun das Sol in ein Becherglas, noch besser in eine Küvette, die aus planparallelen Gläsern zusammengekittet ist, und stellen das Gefäß in den engsten Teil eines konvergent gemachten Lichtbündels einer starken Lichtquelle (Projektionslampe, Liliputbogenlampe), so sieht man, senkrecht zum Lichtbündel beobachtend, dieses scharf abgegrenzt aufleuchten. Diese Erscheinung führt den Namen Tyndallphänomen. Benutzt man an Stelle des Sols eine echte molekular- oder iondisperse Lösung, wie z. B. Kaliumdichromat in Wasser gelöst, so

erhält man bei geeigneter Herstellung der Lösung diese Erscheinung nicht, die Lösung ist „optisch leer". Dieser Versuch gelingt nicht leicht. Man muß die Lösung in absolut reinen, staubfreien Gefäßen herstellen, sie dann tagelang an einem Ort mit gleichbleibender Temperatur (Keller) sich absetzen lassen, damit nicht durch Temperaturänderung hervorgerufene Strömungen die abgesetzten Schmutzteilchen wieder aufwirbeln. Die Entnahme aus dem Vorratsgefäß hat auch mit besonderer Vorsicht durch einen Heber mit nach oben aufgebogenem Ende zu geschehen, nicht durch Abgießen. Noch besser läßt man die Lösung, deren „optische Leere" man nachweisen will, eines der oben beschriebenen Kolloidfilter passieren. Bei einiger Geduld und mehrfachen Versuchen wird man doch den deutlichen Unterschied zwischen dem Eisenhydroxydsol und der Kaliumdichromatlösung zeigen können. Nun wollen wir das beim Tyndallphänomen seitlich ausgestrahlte Licht genauer untersuchen. Zu dem Zwecke lassen wir das Lichtbündel, bevor es auf die Küvette trifft, ein Nicolsches Prisma durchlaufen. Man beobachtet dann, daß bei einer festgelegten Beobachtungslage senkrecht zum Lichtbündel sich durch Drehen des Polarisators das Licht des Tyndallphänomens auslöschen läßt. Dreht man den Polarisator um 90^0, so erscheint das Lichtbündel im Sol in seiner größten Helligkeit, bei weiterer Drehung um 90^0 herrscht wieder Dunkelheit usf. Noch eleganter wird dieser Versuch, wenn man durch Aufstellung eines Spiegels oberhalb der Küvette, der unter 45^0 geneigt ist, gleichzeitig das Lichtbündel beim Erlöschen und seiner größten Helligkeit beobachten läßt. Man kann somit das beim Tyndallphänomen seitlich ausgesandte Licht als linear polarisiert nachweisen. Ersetzt man das Sol durch eine Lösung von Fluorescein, so findet man auch hier seitlich stark ausgestrahltes Licht, doch zeigt sich dieses als unpolarisiert oder wenigstens nur zu einem sehr kleinen Betrage polarisiert. Auch bei diesen optischen Versuchen zeigt sich ebenso wie bei den früher erwähnten, daß der kolloide Zustand nicht ein scharf abgegrenztes Gebiet darstellt, sondern je nach der Größe der Teilchen des gelösten Stoffes stetige Übergänge zu den Nachbargebieten, den grobdispersen Stoffen und den molekularen echten Lösungen zeigt.

Kleine Mitteilungen.

Die Berücksichtigung des Wirkungsgrades bei der Behandlung der Maschinen.

Von **Fritz Requard**, Lehrer an der Bergschule zu Hamborn.

Schon Grimsehl hat darüber geklagt, daß die Wege der Schule gar zu entfernt von denen der Technik gehen und insbesondere darauf aufmerksam gemacht, daß die sogenannten einfachen Maschinen keine Gleichgewichtsmaschinen sind und daher das Gleichgewicht bei ihnen nicht die Hauptsache ist[1]). Es kommt bei ihnen vielmehr auf das Verhältnis der wirklich geleisteten Arbeit, der „Nutzarbeit" (N) zu der aufgewendeten Arbeit (A) an. Das Verhältnis beider also N/A, heißt der Wirkungsgrad der Maschine und wird mit η bezeichnet. In der Technik spielt bei der Beurteilung der Güte einer Maschine die Kenntnis dieser Größe η eine entscheidende Rolle; auch der Physikunterricht sollte endlich aufhören, die einfachen Maschinen nur als Gleichgewichtsmaschinen zu behandeln.

Die große Fruchtbarkeit der Beziehung $\eta = N/A$ zeigt sich sofort, wenn wir die Gleichung einer Maschine z. B. des gewöhnlichen aus n Rollen bestehenden Flaschenzuges aufstellen wollen. Es sei Q die zu hebende Last, s_1 der Weg, den die Last beim Heben zurücklegt, P die Kraft, die wirklich nötig ist, um die Last Q zu heben, genauer in gleichförmiger Bewegung zu heben, und s_2 der Weg der wirkenden Kraft P.

[1]) Grimsehl, Die einfache Maschine, insbesondere der Hebel, im Physikunterricht. Ztschr. für den math. u. naturw. Unterr. 1903, S. 98; Derselbe, Die Kraftübertragung durch den Flaschenzug unter Berücksichtigung der Reibung, ds. Ztschr., 1903, S. 65.

Dann ist $\eta = \frac{Q \cdot s_1}{P \cdot s_2}$. Soll die besondere Gleichung des Flaschenzuges gefunden werden, so müssen wir die Wege s_1 und s_2 durch Größen ersetzen, die unmittelbar durch die Maschine gegeben sind. Da nun $s_2 = n \cdot s_1$, so folgt: $\eta = \frac{Q}{P \cdot n}$. Wollen wir also mittels eines Flaschenzuges, dessen Wirkungsgrad $\eta = 0{,}85$ ist und der aus 3 losen und 3 festen Rollen besteht, eine Last von 120 kg heben, so müssen wir dazu eine Kraft von $P = \frac{Q}{\eta \cdot n} = \frac{120}{0{,}85 \cdot 6} \sim 23{,}5$ kg aufwenden, wie etwa durch Einschaltung einer Maeyschen Federwage ermittelt werden kann. Wollen wir die Last Q um die Strecke s_1 nicht heben, sondern senken, so ist Q die treibende Kraft und $Q \cdot s_1$ die aufgewandte Arbeit d. h. die Arbeit, die in die Maschine hineingelegt wird. $P' \cdot s_2$ ist dann die von der Maschine abgegebene Nutzarbeit und P' die Kraft, die nötig ist, um die Last gleichförmig herabzusenken. Dann ist $\eta = \frac{P' \cdot s_2}{Q \cdot s_1} = \frac{P' \cdot n}{Q}$. In unserem Beispiel ist dann $P' = \frac{Q \cdot \eta}{n} = \frac{120 \cdot 0{,}85}{6} = 17$ kg. Jetzt sind wir auch imstande, die den Techniker gar nicht interessierende Gleichgewichtsbedingungen anzugeben: jede Kraft P, die der Bedingung genügt: $17 \text{ kg} \leq P \leq 23{,}5$ kg hält der Last $Q = 120$ kg das Gleichgewicht, oder allgemeiner: $\frac{Q \cdot \eta}{n} \leq P \leq \frac{Q}{n \cdot \eta}$. Dadurch, daß wir den Wirkungsgrad einführen, tragen wir all den Einflüssen Rechnung, die für die übliche Gleichgewichtsbetrachtung so unangenehm sind, so der Reibung, der Seilsteifigkeit, dem Gewicht der losen Rollen usw. Das, was wir da den Schülern vorführen, ist gerade die Tatsache, daß zwei verschiedene Kräfte an einer Rolle im Gleichgewicht sind. Wenn wir nun mittels der Beziehung: $\eta = \frac{Q}{P \cdot n}$ oder der Beziehung: $\eta^2 = \frac{P'}{P}$ den Wirkungsgrad für verschiedene Belastungen Q ermitteln, so zeigt sich, daß η praktisch von der Belastung unabhängig ist.

In Wirklichkeit ist η nicht konstant, denn für die Belastung 0 ist η auch stets 0. Ganz kleine Lasten, die etwa dem Gewicht der losen Rollen gleichkommen, wird auch kein Mensch mittels eines Flaschenzuges heben, und nach oben ist der Belastung durch die Festigkeit der Maschine eine Grenze gesetzt. Das Verhalten des Wirkungsgrades als Funktion der Belastung wird durch eine nach oben ansteigende Kurve veranschaulicht, die auch ein Maximum haben und wieder fallen kann. Für die Praxis genügt zumeist ein einziger Mittelwert. Die Technik läßt da wo es möglich ist, ihre Maschinen, z. B. die Pumpen, immer mit dem höchsten Wirkungsgrad arbeiten. Werden zwei Maschinen zu einer einzigen verbunden, z. B. feste Rolle und lose Rolle oder Elektromotor und Generator (Umformer) oder Dampfturbine und Generator, so ist der Wirkungsgrad der ganzen Maschine stets gleich dem Produkt der Wirkungsgrade der Teilmaschinen, wie man aus der Beziehung: $\eta = \frac{N}{A}$ direkt folgern oder auch durch Versuche bestätigen kann. Der Techniker hat in bezug auf die Maschinen zweierlei Aufgabengruppen zu lösen, einmal beim Entwurf und dann bei der Untersuchung einer ausgeführten Maschine. Beim Entwurf handelt es sich darum, unter Annahme eines Wirkungsgrades (die früheren Erfahrungen an ähnlichen Maschinen geben dem Techniker einen Anhalt für den erreichbaren Wirkungsgrad) die Hauptabmessungen der Maschine von vornherein festzulegen. Bei der Untersuchung einer ausgeführten Maschine kann dann der Wirkungsgrad, und wenn nötig, seine Abhängigkeit von der Belastung, genau festgestellt werden, auch wie groß die treibende Kraft für eine bestimmte Last ist und umgekehrt. Ein Beispiel möge dies erläutern. Es

soll die Länge des Handhebels an der Speisepumpe einer Dampfmaschine festgelegt werden (siehe die Figur). Der Kolbendurchmesser betrage 60 mm, der Wasserdruck auf den Kolben 8 atm. (Eine technische Atmosphäre ist nicht nur rund, sondern ganz genau 1 kg.) l' sei 120 mm und der Wirkungsgrad werde aus früheren Erfahrungen zu 0,90 angenommen. Man soll die Speisepumpe mit einer Kraft $P = 35$ kg betätigen können. Dann ist wieder: $\eta = \frac{N}{A} = \frac{Q \cdot s_1}{P \cdot s_2}$. Aus dem Zusammenhang der Maschine ergibt sich für die Wege die Beziehung: $\frac{s_1}{s_2} = \frac{l'}{l}$. Daher ist $\eta = \frac{Q \cdot l'}{P \cdot l}$ die für uns in Betracht kommende Gleichung. $l = \frac{Q \cdot l'}{P \cdot \eta} = \frac{229 \cdot 120}{35 \cdot 0{,}70} = 873$ mm. Die Aufgaben an der wirklich ausgeführten fertigen und in Betrieb befindlichen Maschine sind ohne weiteres klar: Ermittelung des Wirkungsgrades und der Kräfte bei anderen Wasserdrucken. Zur Ermittelung des Wirkungsgrades hängt man an den Handgriff einen Kraftmesser und zieht so lange an dem Kraftmesser, bis der Hebel gleichförmig nach unten sinkt, dann gibt man an dem Kraftmesser so weit nach, bis der Hebel wieder gleichförmig nach oben steigt. Dann ist wieder $\eta^2 = \frac{P'}{P}$.

Aus dem Vorhergehenden dürfte wohl klar hervorgetreten sein, welche Fülle von Messungen, die überdies so einfach sind, daß sie jeder Schüler ohne weiteres verstehen und selbst vornehmen kann, die in jeder Sammlung befindlichen Maschinen ermöglichen wie Rolle, Flaschenzug, Wellrad, Schraube, Keil usw. Dabei sind diese Untersuchungen lebenswahr und finden sicher das Interesse unserer Schüler. Man unterschätze diesen Gesichtspunkt ja nicht! Denn nur gar zu leicht und mit Recht drängt sich bei einem kritisch denkenden Schüler die Frage in das Bewußtsein: Was nützen uns alle Hebel — und anderen Gesetze, wenn sie doch nicht bei einem wirklichen Hebel gelten? An Allgemeinheit läßt die vorgeschlagene Methode nichts zu wünschen übrig, umfaßt sie doch alle Maschinen in gleicher Weise, von der einfachsten mechanischen Maschine bis hinauf zu der kompliziertesten elektrischen. Dabei steht die ganze Behandlung unter der Kraft einer großen, leitenden Idee, wie sie in dem Begriff von dem Wirkungsgrad zum Ausdruck kommt. Ohne diese Idee bleibt dem Schüler das Wesen und Streben der um ihn arbeitenden Technik fremd. Welch hohe erzieherische, ja ethische Wirkung muß dieses erschaute und erlebte technische Denken und Schaffen bei ihm auslösen, das die dem Menschen zur Verfügung stehenden Energien auf das sparsamste verwenden will und über den Verbleib jeder geleisteten Arbeit genau Rechenschaft fordert.

Eine Messung der Menschenleistung beim Gesteinsbohren.

Von A. Imhof in Winterthur.

Im Jahrgang 1921 dieser Zeitschrift (34,72) findet Dr. AD. LINDEMANN aus militärischer Bergsteigerarbeit eine menschliche Leistung von $^1/_{10}$ PS. Ich habe im Jahre 1917 auf einsamem militärischen Posten eine direkte Messung der menschlichen Arbeit vorgenommen, die wegen ihrer Eigenart interessieren dürfte. Der oben genannte Wert wird durch meine Messungen bestätigt.

Die Anzahl der pro Minute resp. pro Sekunde erfolgten Mineurschläge auf den Gesteinsbohrer wurde gezählt. Die Arbeitsleistung eines Schlages wurde ermittelt durch Zählung der Schläge, die nötig waren, um einen Bleizylinder gleich stark zu deformieren, wie dies durch ein Fallgewicht bewirkt wurde.

Einige runde Bleizylinder gleicher Höhe wurden gegossen. Auf den einen ließ ich eine 19,2 kg schwere Stahlstange aus 4,94 m Höhe frei fallen, nachdem zum

bessern Ausgleich der Schlagwirkung eine kleine Eisenplatte auf den Bleizylinder gelegt worden war. Ohne daß eine Führung vorhanden war, wurde der Zylinder sehr gut getroffen, da das an einer dünnen Schnur aufgehängte Gewicht genau herunter gelotet wurde und die Loslösung stoßfrei dadurch erfolgte, daß man die Schnur durchbrannte. Die Deformationsarbeit berechnet sich als Fallhöhe mal Gewicht.

Zwei gleiche Bleizylinder wie der obige wurden von einem Mineur mittlerer Qualität bis zur gleichen Deformation zusammengeschlagen mit dem für die Gesteinsbohrung verwendeten Vorschlaghammer. Der Mineur schlug in gewohnter Arbeitsweise auf ein Eisenstück (auf dem Amboß) und von Zeit zu Zeit schob man ihm schnell ohne Störung des Arbeitsrhythmus an Stelle des Eisens den Bleiklotz heran. Am einen Klotz waren gut fünf, am andern sechs Schläge erforderlich.

Ausgerechnet ergab sich pro Schlag eine Arbeit von $A_1 = 16{,}7$ mkg. Diese Arbeit verhält sich, nebenbei bemerkt, zu der des bloß fallenden Vorschlaghammers (Gewicht 3,35 kg, Fallhöhe 0,8 m) wie 6,2 : 1. Es gab Mineure, welche etwas schwächer schlugen und auch solche, die wohl pro Schlag gegen 25 mkg leisteten.

Es handelte sich nun weiter darum, die Anzahl der pro Minute üblichen Schläge auf den Gesteinsbohrer festzustellen. Daneben wurde auch des Interesses wegen gezählt, wie viele Schläge pro dm Tiefe des Bohrloches erforderlich waren.

	Schläge pro 10 cm*)	mkg pro 10 cm	Schläge pro Min.	Schläge pro Min. inkl. Pausen	Tiefe pro Min.	PS minütlich	PS stündlich
1. Naß gebohrt	394	6400	38	26	0,68	0,141	0,096
2. Naß gebohrt (stark geschlagen)	287	4800 (5750)	40	22	0,76	0,148 (0,178)	0,081 (0,098)
3. Trocken gebohrt (von oben)	469	7815	40	30	0,63	0,148	0,112
4. Trocken gebohrt (von unten)	745	12400	40	21	0,29	0,148	0,078
5. Trocken gebohrt (von unten)	371	6200	40	31	0,84	0,148	0,115

*) pro 10 cm Tiefe des Bohrloches.

Die Ergebnisse sind in der obenstehenden Tabelle zusammengestellt. Bei der Berechnung der Arbeit pro 10 cm Bohrlochtiefe und der Leistung wurde stets die Zahl $A_1 = 16{,}7$ mkg zugrunde gelegt. Die Beobachtungsdauer bei demselben Mineur variierte zwischen 21 und 55 Minuten. Die Bohrungen (zu Sprengzwecken) erfolgten in gutes Gneisgestein; die Bohrer wurden ziemlich häufig ausgewechselt. Um der Wirklichkeit entsprechende Resultate zu bekommen, wurden die Mineure genügend überzeugt, daß es sich nicht um eine Kontrolle ihrer Arbeit handelte.

Nr. 4 scheint abnormal zu sein. Bei Nr. 2 war die Leistung wahrscheinlich etwas größer als angegeben, weil die Arbeit pro Schlag wohl etwa 20 mkg betrug. In Klammern habe ich hier die Zahlen unter dieser Annahme beigefügt. Große Übereinstimmung besteht in der Zahl der minutlichen Schläge. Der Durchschnittswert der Stundenleistung beträgt ca. 0,1 PS. Die kurzzeitige Leistung ist etwa 50 % höher.

Eine Messung der Schallgeschwindigkeit nach stroboskopischer Methode.

Von Dr. **A. Wendler** in Erlangen.

In dem unter den heutigen Verhältnissen besonders naheliegenden Bestreben, die in der Schulsammlung vorhandenen Apparate möglichst vielseitig zu verwenden,

habe ich neuerdings (vgl. *ds. Zeitschr. 32, Heft 4, 1923*) das Metronom als kombinationsfähiges Instrument in Betracht gezogen, diesmal zur Messung der Schallgeschwindigkeit nach stroboskopischer Methode.

Steht man unmittelbar vor dem schlagenden Metronom, so fällt der Moment des Knackes mit der Außenstellung (links oder rechts) der Pendelstange zusammen; das akustische koinzidiert mit dem zugehörigen optischen Signal. Entfernt man sich von dem Metronom, so ist die Pendelstange, wenn der Schlag gehört wird, schon weiter nach der Mitte hin gerückt und zwar genau bis zur senkrechten Mittelstellung, wenn die Entfernung der halben eben eingestellten Schwingungsdauer entspricht. Indem das von rechts und links her gleich gilt, müßte man also, wenn man bei der fraglichen Entfernung taktmäßig mit dem gehörten Schlag verschwindend kurze Zeit gegen die Metronomstange blicken könnte, diese völlig ruhig in der Mittellage sehen. Bei nicht ganz kurzer Blickdauer würde man ein Zittern der Pendelstange um die Ruhelage mit mehr oder weniger großer Amplitude wahrnehmen. Diesen stroboskopischen Effekt erreicht man mit hinreichender Genauigkeit, wenn man in der eben erwähnten Entfernung $a = c \cdot \frac{T}{2}$ ein Fernrohr und vor dessen Okular ein an einem Morsetaster befestigtes Kartonscheibchen aufstellt, das beim Aufwärtsgehen den Blick für einen kurzen Moment freigibt. Man erreicht nun den stroboskopischen Stillstand der Pendelstange um so vollkommener, je besser es (nach kurzer Übung) gelingt, synchron mit einem kurzen Schlag auf den Tasterknopf zu tasten. Dabei wird man durch Unterlage von Papier an den Kontaktstellen des Tasters dessen den Metronomschlag sonst übertönendes Geräusch etwas abdämpfen. Größere Präzision erreicht man, wenn man das Tasten einem Gehilfen überläßt, der sich ganz seiner Aufgabe des synchronen Tastens hingeben kann. Unter normalen Verhältnissen hört man den Metronomschlag, wenn Ruhe herrscht, leicht noch 120 m weit, so daß man mit verhältnismäßig langsamem Pendelgang arbeiten kann. Durch zwei an der Pendelstange bzw. dem Gehäuse angebrachte Papiermarken kann man den Eintritt des stroboskopischen Stillstandes schärfer feststellen. Dieser trat bei meinen Probemessungen unter Heranziehung mehrerer nacheinander synchron tastenden Personen längere Zeit hindurch mit überzeugender Präzision ein, als bei einem Abstand von $a = 48{,}5$ m (eine solche Entfernung steht in jedem Schulhofe, unter günstigen Umständen sogar in Gebäuden zur Verfügung) das Pendelgewicht auf Marke 208, also so tief als möglich, gestellt war. Indem so $T = \frac{60}{208}$ sec ist, erhält man für c den Wert $\frac{48{,}5 \cdot 208}{30} = 336{,}6$ m/sec. Diese Messung, welche eine gute Vorbereitung für die stroboskopischen Methoden überhaupt ist, bedeutet eine meßtechnisch etwas exaktere Ausführung des bekannten Grundgedankens, aus der Zwischenzeit zwischen optischem Signal (Aufblitzen) und dem akustischen Signal (Knall), also nach akustisch-optischer Methode die Schallgeschwindigkeit zu messen. Eine solche direkte Bestimmung, die unter Verwendung zweier Klapperwerke bekanntlich auch rein akustisch durchgeführt werden kann, ist aus methodischen Gründen immer wünschenswert, da die Schallgeschwindigkeit im Unterricht auch schon vor der Behandlung der Wellenlehre auftritt. Die für Schülerübungen mit Recht so beliebte Methode, die Schallgeschwindigkeit mit Resonanzröhre und Stimmgabel zu bestimmen, wird daher natürlich von dem vorgeschlagenen Verfahren nicht weiter berührt.

Eine eigenartige Verwendung des Metronoms (nach A. Hofmann) zur Hervorbringung aerodynamischer Resonanzerscheinungen, welche an die von Dvořak u. a. studierten akustischen Bewegungsvorgänge erinnern und Beziehungen zu dem Schiefersteín-Effekt ermöglichen, soll in einer besonderen Mitteilung besprochen werden.

Das Michelsonsche Verfahren zur Bestimmung des scheinbaren Sterndurchmessers als Vorlesungsversuch.

Von F. Paul Liesegang in Düsseldorf.

Das Interferenzverfahren zur Bestimmung des scheinbaren Sterndurchmessers, das MICHELSON in seinem Buche „Lichtwellen und ihre Anwendungen“ (deutsch von IKLÉ), Leipzig 1911, S. 133 ff. mitteilt und S. JANSS in dieser Ztschr. 1923, S. 93 durch weitere Beispiele erläutert, eignet sich naturgemäß auch gut zur objektiven Darstellung. Die Versuchsanordnung ist ohne weiteres gegeben: $D =$ Lichtspalt; $d =$ Doppelspalt; $L =$ Objektiv, das bei Entfernung des Doppelspaltes den Lichtspalt auf dem Schirm scharf abbildet. Es soll nun dem MICHELSONschen Verfahren entsprechend der Abstand d der beiden Öffnungen des Doppelspaltes veränderlich sein. Das läßt sich bei dem hier anzuwendenden kleinen Doppelspalt schlecht machen. Deshalb verfährt man umgekehrt und ändert die Breite D des Lichtspaltes. Die Interferenzstreifen verschwinden, wenn $D = \frac{a}{d}\lambda$. Wir können auch schreiben $\lambda = \frac{D \cdot d}{a}$, d. h. das Verfahren gibt uns eine rohe Wellenlänge-Bestimmung. Diese Art der λ-Bestimmung unterscheidet sich von der üblichen nur dadurch, daß wir den Winkel, unter dem die Interferenzstreifen vom Doppelspalt aus gesehen erscheinen, durch den gleich großen Winkel $\left(\frac{D}{a}\right)$ messen, unter dem der Lichtspalt im Falle des Verschwindens vom Doppelspalt aus gesehen wird. Das Verfahren gibt, wie zahlreiche Versuche zeigten, durchweg einen schönen Mittelwert; es ist sehr bequem und bietet den Vorteil, daß das Auditorium selbst sich in gewissem Maße an der Messung beteiligen kann. Die Doppelspalte wurden absichtlich ohne sonderliche Mühe aus Postkartenkarton gefertigt, um zu zeigen, daß diese vollkommen befriedigen. In einem Falle, der als Beispiel dienen mag, wurde der Abstand der beiden Spalte, deren jeder etwa $^1/_4$ mm breit war, zu $d = 1{,}8$ mm bestimmt. Um eine bequeme Rechnung zu erhalten, wurde genommen $a = 360$ mm $= 200\,d$. Mithin $D = 200\,\lambda$. Die Brennweite der Linse (an sich ohne Belang, nur größer als a) betrug 40 cm. Die bei eng gestelltem Lichtspalt sichtbaren Interferenzstreifen wurden mittels eines Spiegels gegen das Auditorium geworfen und von einer Gruppe von Teilnehmern (später einer anderen) auf einem kleinen Pauspapierschirm betrachtet. Der Lichtspalt wurde langsam breiter gestellt, bis von seiten der Beobachter das Verschwinden der Streifen angekündigt wurde. Ein Teilnehmer las an der Teilung die Spaltbreite ab zu $D = 0{,}11$ mm, woraus sich ergab $\lambda = 0{,}55\,\mu$.

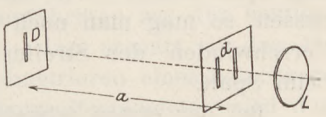

Fig. 1.

Das Verschwinden der Interferenzstreifen läßt sich sehr schön auch beim Draht zeigen und in gleicher Weise verwerten. Es sind dazu beispielsweise Drähte von $^1/_2$ und 1 mm Durchmesser geeignet. Die Linse fällt hier naturgemäß fort. Nimmt man bei einem $^1/_2$ mm dicken Draht $a = 200$ mm, so finden in dem Drahtschatten nur zwei dunkle Streifen Platz; doch genügen diese für den Versuch. Bei $a = 100$ mm erhält man 4 deutliche dunkle Streifen und in diesem Falle ist bei weiterer Verbreiterung des Spaltes das Wiederauftreten der Streifen gut zu beobachten. Man kann nun auch die Streifen zum zweiten Male verschwinden lassen, was bei der doppelten Spaltbreite erfolgen muß. Bei einem 1 mm dicken Draht mag man $a = 500$ mm wählen. Die λ-Bestimmung gibt auch hier durchweg einen guten Mittelwert. (Beim Versuch nicht vergessen, den Lichtspalt oder den Draht in seiner Ebene zu drehen, bis die Beugungssäume zu beiden Seiten des Drahtschattens möglichst scharf erscheinen; dann haben Spalt und Draht die erforderliche Parallelstellung.)

Voraussetzung für den Versuch ist der Besitz eines Spaltes mit Trommelablesung. Viele Anstalten haben ihn nicht und können ihn z. Z. nicht beschaffen. Sie mögen den Versuch in der Weise anstellen, daß sie den Abstand a ändern; müssen dann

aber einen festen Lichtspalt von bekannter Breite haben. Diesen kann man mangels besserer Hilfsmittel ebenfalls aus Karton herstellen. Den Abstand a wählt man von vornherein so groß, daß die Streifen gut sichtbar werden, und schiebt nun den Draht allmählich näher an den Spalt heran, bis auf dem Schirm das Verschwinden der Streifen beobachtet wird. Aber dabei ist Bedingung, daß der Draht stets parallel zum Spalt bleibt. Will man den Versuch den Verhältnissen in der Astronomie anpassen, so mag man noch den Lichtspalt durch ein kreisförmiges Loch ersetzen; zum Verschwinden der Streifen muß hier der Durchmesser 1,22 mal größer sein als beim Spalt.

Bei der ersten (abgebildeten) Versuchsanordnung kann man Spalt D und Doppelspalt d vertauschen. Nimmt man alsdann an Stelle des Doppelspaltes ein Gitter, so haben wir eine Anordnung, die zur Bestätigung der Abbeschen Abbildungslehre dient.

Ein Kupfercoulometer für hohe Genauigkeit.

Von **H. Hermann** in Tübingen.

Die von Fr. C. G. Müller in ds. Ztschr. 11, 122 (1898) unter „Galvanometrische Hilfsapparate" beschriebene Form des Kupfercoulometers zeichnet sich durch Verwendung wohlfeiler Gefäße und kleinen Flüssigkeitsbedarf aus — Vorzüge, die heute mehr als je ins Gewicht fallen. Sie entspricht jedoch nicht mehr allen Forderungen der Meßkunst, wie sie durch Försters Sonderuntersuchung der Kupferelektrolyse vervollständigt worden sind. Folgende Abänderung genügt denselben: Die Abmessungen passen für etwa 6 qdm Kathodenfläche, also Ströme von 6 bis 12 Ampère.

Als Außengefäß dient ein Standzylinder von gegen 40 cm Höhe und 8 cm Innenweite, an den sich die Kathode federnd anlegt. Kupfernes Schablonenblech ist so elastisch, daß es nur wenig Vorwölbung bedarf und nach dem Herausnehmen wieder fast eben wird; dies erleichtert die Handhabung sehr. Es muß eine ziemlich lange schmale Zuleitung erhalten, weil der Flüssigkeitsspiegel (wegen der Beweglichkeit der Anode, vgl. unten) schwankt, das Blech aber stets ganz eintauchen muß, um die Dreireagentiengrenze: Metall—Luft—Elektrolyt, wo Kupfer oxydiert und rein chemisch gelöst wird, klein zu halten.

Statt um das von Müller verwendete Medizinglas lege ich die Anode um ein Glasrohr von $5^1/_2$ cm Außendurchmesser und 40 oder mehr Zentimeter Länge. Dieses Rohr wird unten zugekittet; bei der angegebenen Weite eignet sich dazu ein Liebig-Extrakttöpfchen, das mit Plastilin oder Picein eingepaßt wird. Diese Töpfchen haben in der Bodenmitte eine verkittete Öffnung, die sich leicht durchbohren läßt. Man zieht durch die Bohrung einen kräftigen Bindfaden, dessen Ende man verknotet und verkittet. Das Rohr wird mit Wasser, Sand oder Kieseln beschwert, so daß es genügend Abtrieb behält, wenn Flüssigkeit eingefüllt wird. Die Anode kann aus Blech oder bequemer aus starkem Draht (als enge Spirale) gebildet werden. Für hohe Genauigkeit wird sie mit einem Dialysierschlauch von Schleicher und Schüll, der unten wie eine Wurstpelle zugebunden wird, umgeben. Diese Schläuche haben den Durchmesser 58 mm. Der Schlauch verhindert, daß Anodenschlamm zur Kathode gelangt, sich mechanisch anhängt und das Gewicht fälscht. (Er läßt sich vielleicht auch durch eine Wurstpelle aus Pergamentpapier ersetzen.)

Der Faden wird im oberen Zylinderende durch einen Deckel zentriert und läuft über eine Rolle, die an einem standfesten Stab angebracht ist, beispielsweise mittels Tischklemme [1]). Unter die Rolle wird die Zelle gestellt, am Ende des Fadens wird ein Griff befestigt. Während der Elektrolyse wird durch geringes, langsames Heben

[1]) Wo eine solche neu beschafft werden soll, ist das durch Prof. Wildermuth von Unbequemlichkeiten gangbarer Formen befreite Modell der Württ. Landesanstalt für den Physikunterricht in Cannstatt, verfertigt von Mechaniker Pischke in Stuttgart, zu empfehlen.

und Senken des Anodenzylinders gerührt. Hierdurch wird erreicht, daß (zwischen den angegebenen Stromstärkegrenzen) das Kupfer so festhaftend sich abscheidet, daß es nach dem Waschen mit Wasser mit einem Tuche vorgetrocknet werden kann. Der Elektrolyt besteht aus 150 g Kupfervitriol, 33 ccm konz. Schwefelsäure und für hohe Genauigkeit 70 ccm Alkohol in destilliertem Wasser zu 1200 ccm gelöst.

Man begegnet bisweilen der Angabe, die Coulometrie sei aus der Elektrotechnik verschwunden. Dies trifft jedoch nur auf Meßinstrumentenfabriken zu. Ihr heutiges Anwendungsgebiet ist das elektrochemische Laboratorium; dort erspart sie das Ablesen der Uhr und bei wechselnder Stromstärke das Planimetrieren eines Zeit-Strom-Schaubildes. Auch das Knallgas-, Wasserstoff- oder Sauerstoffcoulometer wird dort noch zu Sonderzwecken benutzt. Für den Fall der Elektrolyse von Laugen ist zu der MÜLLERschen Form hinzuzufügen, daß Nickel vor unmittelbarer Berührung mit Knallgas behütet werden muß, weil es katalytisch zünden kann. Nickeldrähte werden nicht eingeschmolzen, sondern mit dünnem Zementbrei in Glasröhren eingekittet, unter Plastilinabschluß bis zum Erhärten.

Abgesehen von der Gestaltung des Kupfercoulometers sind obige Angaben aus MÜLLER-FÖRSTER, *Elektrochem. Praktikum, 3. Aufl., Steinkopff 1920,* entnommen.

Beobachtungen an der Crookesschen Schattenkreuz-Röhre.

Von **Bruno Kolbe** in Jewe (Estland).

Die bekannte Crookessche Schattenkreuz-Röhre hat ein aufrichtbares Aluminiumkreuz. Wird dieses Kreuz in aufrechter Stellung von Kathodenstrahlen getroffen, so entwirft es auf der hellgrün fluoreszierenden Hinterwand der Röhre ein dunkles Schattenkreuz. Bringt man nun durch Neigen der Röhre das Kreuz in horizontale Lage, so zeigt sich an derselben Stelle ein helles Kreuz, das — nach Angabe der Lehrbücher (K. ROSENBERG, O. CHWOLSON u. a.) — von sehr kurzer Dauer ist (nur einige Sekunden) und auf einer „Ermüdung" des Glases gegen Fluoreszenz beruhen soll.

Als Kustos des physikalischen Kabinetts am Revaler Technikum hatte ich 1920 bis 23 Gelegenheit, 4 Schattenkreuz-Röhren verschiedener Herkunft zu untersuchen und machte dabei folgende auffallende Beobachtungen:

1. Bei allen Röhren dauerte das helle Kreuz (bei liegendem Al-Kreuz) so lange, wie der Strom des Induktions-Apparates durch die Röhre geschickt wurde, z. B. bis 6 oder 7 Minuten.

2. Bei allen Röhren trat — auch wenn das Aluminiumkreuz gleich zu Anfang in liegender Stellung verwandt wurde — sofort das helle Kreuz auf, also ohne vorhergehende „Ermüdung" des betreffenden Glases. Dies geschah einmal nach siebenmonatlichem Liegen der Röhre.

3. Bei einer der Röhren (von E. LEYBOLDS Nachf. in Köln a. Rh.) traten immer beide Kreuze gleichzeitig auf, d. h. das helle Kreuz ragte links seitlich und oben, etwa um $^1/_3$ seiner Breite, vor.

Hier kann doch von einer „Ermüdung" des Glases gegen Fluoreszenz keine Rede sein! Ich muß noch bemerken, daß die Konturen der hellen Kreuze — auch nach längerer Dauer — scharf und die Helligkeit gleichförmig war.

4. Wurde, durch einen Magnet, gleich anfangs das Schattenkreuz zur Seite abgelenkt und nach einiger Zeit auf die andere Seite versetzt, so entstand kein helles Kreuz an Stelle der seitlichen Schattenkreuze.

Die Herren Proff. CHWOLSON in Petrograd und ROSENBERG in Graz, sowie Herr Inspektor HANSEN in Reval haben sich neuerdings von der Richtigkeit der obigen Beobachtungen 1 und 2 zu überzeugen Gelegenheit gehabt. Es wäre zu wünschen, daß

Fachkollegen Gelegenheit geboten würde, während der Herstellung der Schattenkreuz-Röhren Versuche anzustellen, um festzustellen, wann das helle Kreuz zum ersten Male auftritt, und damit die Frage der „Ermüdung“ des Glases gegen Influenz endgültig zu entscheiden.

Über die oszillierende Entladung von Funkeninduktoren.

Von Dr. **Alfred Wenzel** in Brandenburg (Havel).

1. Bei modernen Induktoren, bei denen der Kondensator so gewählt ist, daß der Stromkreis Kondensator-Primärspule auf die Sekundärspule abgestimmt ist, besteht sowohl der Primär- wie auch der Sekundärstrom in oszillierender Entladung einer ganz bestimmten Schwingungsdauer (vgl. hierüber z. B. Müller-Pouillet: Lehrbuch der Physik Bd. IV, S. 793, 2./3. Aufl. 1914). Nur durch die gegenseitige Abstimmung der beiden Kreise ist eine maximale Schlagweite zu erzielen. Es ist nun von Interesse, diese Schwingungen in der Entladung des Sekundärkreises sichtbar zu machen. Ist ein mittlerer Induktor nicht zu kleiner Schlagweite vorhanden, so läßt sich die oszillierende Entladung leicht zeigen mit Hilfe eines auf der Schwungmaschine schnell rotierenden Würfelspiegels, wie man ihn zur Analyse der Klangfarbe mittels manometrischer Flammenbilder verwendet[1]). Während die Hauptentladungen die ca. 5 mm-Funkenstrecke hell leuchtend überschlagen, sind die den Schwingungen angehörenden Partialentladungen nur als matt leuchtende Streifen sichtbar, die schon nach wenigen Schwingungen in leuchtende Punktreihen an den Spitzen der Funkenstrecke übergehen. Zur Messung des Streifenabstandes bedient man sich mit Vorteil eines Fernrohrs mit Okularskala und bringt durch Veränderung der Umdrehungszahl des Spiegels die Streifen mit den Skalenstrichen des Okulars zur Übereinstimmung, was hinreichend genau geschehen kann.

Ist die Umlaufszeit des Drehspiegels t, die Zeit zweier aufeinanderfolgender Schwingungen T, ihr Abstand von einander a, die Entfernung Spiegel-Funke r, so ist bekanntlich $T = \frac{a\,t}{4\,r\,\pi}$ oder für n Umdrehungen des Spiegels in der Sekunde

$$T = \frac{a}{4\,r\,\pi \cdot n}.$$

Bei einer Versuchsreihe wurde z. B. ein mittlerer Funkeninduktor von 6—10 cm Schlagweite mit Kondensator verwendet, dessen Sekundärspule ca. 5 km 0,2 mm starken Kupferdraht enthält. Für ihren Widerstand W, ihre Kapazität C und ihre Selbstinduktion L für schwache Ströme wurden durch Vergleich die Werte ermittelt: $W = 2450$ Ohm, $C = 4 \cdot 10^{-4}$ Mikrofarad und $L = 0{,}48$ Henry. Die Entladungen dieses mit 12 Volt und Quecksilberunterbrecher betriebenen Induktors wurden über eine Funkenstrecke von 5—10 mm Länge geführt, die $r = 25$ cm vom Drehspiegel entfernt war. Einem Skalenteil im Fernrohr entsprach hierbei $a = 1{,}7$ mm an der Funkenstrecke.

Um nach der einfachen Thomsonschen Formel für elektrische Schwingungen $T = 2\,\pi\,\sqrt{L \cdot C}$ aus der beobachteten Schwingungszeit T die Größen L und C berechnen zu können, wurde zunächst die Schwingungszeit der Entladungen der Sekundärspule allein, dann unter Zuschaltung einer großen Leidener Flasche von $2{,}5 \cdot 10^{-3}$ Mikrofarad und zur Kontrolle der Ergebnisse noch einmal mit 4 solchen Flaschen bestimmt. Dabei wurde die in Fig. 1 dargestellte Schaltung benutzt. Die Ergebnisse einer solchen Messungsreihe ist in Tab. 1 wiedergegeben. Hierin sind die Werte n Mittelwerte aus 5 Einzelmessungen.

[1]) Vgl. auch F. Bremer, Drei Versuche über oszillatorische Entladungen, ds. Zeitschr. 34, 126; 1921.

Tab. 1. Mittlerer Induktor (6—10 cm Schlagweite).

Nr.	Induktor	Umdrehungszahl n pro Sek.	T gem. in 10^{-4} Sek.	C ber.	L ber.	C gem.	L gem.	T ber. in 10^{-4} Sek.	Wellenlänge λ in km
1	mit allein	4,41	1,22	$6{,}35 \cdot 10^{-4}$ M. F.	0,6 Henry	$4{,}4 \cdot 10^{-4}$ Mikro-Farad	0,48 Henry	0,9	36,6
2	Kondensator mit 1 Fl.	2,02	2,67					2,3	82,2
3	mit 4 Fl.	1,09	4,94	$6{,}1 \cdot 10^{-4}$ M. F.	0,58 „			4,4	148,2
4	ohne allein	5,40	1,0	5,25	0,48 „			0,9	30,0
5	Kondensator mit 1 Fl.	2,25	2,4	10^{-4} M.F.				2,3	72,0

Wird der gleiche Induktor ohne Kondensator mit Starkstrom und Simonunterbrecher betrieben, so gehen die Entladungsschwingungen etwas schneller vor sich. Die Beobachtungsergebnisse sind der Tab. 1 unter Nr. 4 und 5 angefügt.

Der große Unterschied zwischen den gemessenen und den berechneten Werten für T (T gem. und T ber.) hat u. a. seine Ursache darin, daß bei der Berechnung von T ber. die gegenseitige Beeinflussung der Primär- und Sekundärspule und der Einfluß des Widerstandes im Schwingungskreis in der Berechnung von T ber. der Einfachheit halber nicht berücksichtigt wurde. Das gilt besonders für die ersten drei Versuche mit dem mittleren Induktor, wo die Kondensatorschwingungen des Primärkreises die Schwingungen des Sekundärkreises erheblich verlangsamen.

Als weiteres Beispiel sei hier ein großer Induktor von 40 cm Schlagweite ohne Kondensator herangezogen, der bei diesen Versuchen mit 24 Volt und Quecksilberunterbrecher betrieben wurde. Seine Sekundärspule hat ca. 35 000 Windungen (= 25 km) 0,1 mm-Draht mit 43 000 Ohm Widerstand. Ihre Kapazität wurde zu $3{,}4 \cdot 10^{-4}$ Mikrofarad und ihre Selbstinduktion zu 30,4 Henry bestimmt. Die Messungsergebnisse einer Versuchsreihe sind in Tab. 2 angegeben. Wie in Tab. 1 wurden auch hier die Werte T ber. aus C gem. und L gem. nach der THOMSONschen Formel gefunden und ebenso C ber. und L ber. aus T gem. Bei diesen Versuchen war der Abstand Spiegel-Funkenstrecke $r = 30$ cm und einen Skalenteil im Fernrohr entsprachen $a = 1{,}5$ mm an der Funkenstrecke.

Tab. 2. Großer Induktor (Schlagweite 40 cm).

Induktor	Umdrehungszahl n pro Sek.	T gem. in 10^{-3} Sek.	C ber.	L ber.	C gem.	L gem.	T ber. in 10^{-3} Sek.	Wellenlänge λ in km
allein	0,66	0,6	$2{,}8 \cdot 10^{-4}$ M. F.	32,5 Henry	$3{,}4 \cdot 10^{-4}$ M. F.	30,4 Henry	0,61	180
mit 1 Flasche	0,21	1,9					1,76	570
mit 4 Flaschen	0,11	3,6	$2{,}87 \cdot 10^{-4}$ M. F.	31,7 Henry			3,37	1080

Waren 4 Flaschen der Sekundärspule nach Fig. 1 zugeschaltet, so gab nicht jeder Funke die gewünschte Entladung. Erst nach je 3—4 Funken, die zum Aufladen der 4-Flaschenbatterie dienten, entlud sich die Batterie über die Sekundärspule des Induktors in einigen Dutzend ausgezeichneter heller Schwingungen, wobei die Funkenstrecke 2 cm lang und darüber sein konnte.

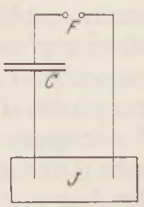

Fig. 1.

Um auch schnellere Schwingungszeiten überhaupt und langsamere genauer messen zu können, bedient man sich mit Vorteil eines kleinen Drehspiegels, den man auf der Schwungmaschine mittels Elektromotor in sehr schnelle Rotation versetzen kann. Mein Drehspiegel hält 1800 Umdrehungen pro Minute aus. Er besteht aus zwei quadratischen Spiegeln (*Sp* in Fig. 2) von je 4 cm Kantenlänge, die durch Klammern K und Schraube S oben und unten fest mit der Achse A verbunden sind. Obige Versuche wurden z. T. mit dem Spiegel Fig. 2, den Verfasser in der Schulwerkstatt herstellte,

derart kontrolliert, daß sich eine Schwingungsweite über mehrere Skalenteile im Fernrohr erstreckte.

2. Die hier behandelten langsamen Induktorschwingungen vermögen in dem Sekundärkreis eines Hochfrequenztransformators (Teslatransformator) keine Schwingungen zu erzeugen, da die Teslaspulen auf sehr schnelle Schwingungen abgestimmt sind. So resonieren z. B. die beiden Spulen unseres Instrumentariums auf ca. 10^6 bzw. $2 \cdot 10^6$ Schwingungen in der Sekunde. Diese hohen Schwingungszahlen werden nur von Schwingungskreisen mit kleiner Kapazität und Selbstinduktion erreicht, wie sie der Primärkreis in seiner Flasche zu $2{,}5 \cdot 10^{-3}$ Mikrofarad und in seiner Primärspule von einer Lage 6 Windungen dicken isolierten Drahts zu ca. 10^{-4} Henry besitzt. Woher dabei die elektrische Energie zum Laden der Flaschen genommen wird, ist gleichgültig. So kann z. B. an die Stelle des Funkeninduktors auch die Influenzmaschine zur Aufladung der Flasche treten. Die Entladung der Flasche durch die Primärspule des Teslakreises ruft auch in diesem Falle in dessen Sekundärspule ein allerdings nur momentanes starkes Sprühen hervor.

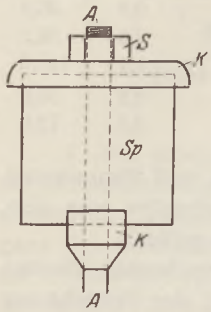

Fig. 2.

Eine neue Demonstration der Spaltwellen eines gekoppelten elektromagnetischen Systems.

Von Dr. **Gottfried Spiegler** in Wien.

Koppelt man einen durch Funkenstrecke erregten Schwingungskreis genügend eng mit einem Wellenmesser, so treten in diesem die beiden durch Kopplung entstehenden Spaltwellen auf; ihre Existenz gibt sich im Aufleuchten eines Heliumröhrchens zu erkennen, das beim Variieren des Drehkondensators des Wellenmessers an zwei Stellen eintritt. Auf diese Weise demonstriert man bekanntlich die Wirkungen der elektromagnetischen Kopplung.

Man kann dieses Demonstrationsverfahren in ein anderes umbilden. Die Abänderung fußt auf folgendem einfachen Grundgedanken: Koppelt man einen Schwingungskreis *(I)* mit einem anderen *(II)*, so entziehen die Kreise einander einen merklichen Energiebetrag nur im Falle der Resonanz oder bei strafferer Kopplung in deren Nähe (d. h. bei Erreichung der Spaltwellen) — eine Tatsache, die wir auch mit den Worten ausdrücken können: die Kreise belasten einander nur im Falle der Resonanz merklich; bei Verstimmung stehen sie einander um so einflußloser, „gleichgültiger“ gegenüber, je „empfindlicher“ die Kreise sind, je steiler also die Resonanzkurve verläuft: bei geringer Dämpfung.

Durchführung des Verfahrens: Man kopple einen durch Funkenstrecke erregten Schwingungskreis *(I)* mit einem Wellenmesser *(W)* zunehmend enger, bis ein Aufleuchten des mit dem Wellenmesser verbundenen Helium-Röhrchens auch bei Verstimmung noch auftritt. Nunmehr belasse man *(W)* auf unveränderter Verstimmung gegenüber *(I)*. Mit *I* kopple man außerdem an anderer Stelle als *W* einen Schwingungskreis *II*; den Kondensator von *II* variiere man; richtige Kopplung von II mit *I* vorausgesetzt, erlischt das Helium-Röhrchen des Wellenmessers entweder einmal, beim Durchgang durch Resonanz zwischen *I* und *II*, oder zweimal beim Passieren der Lagen der Spaltwellen, die durch die Kopplung von *I* und *II* entstanden.

Deutung nach Vorausgehendem einfach: die beiden Lagen des Kondensators von *II*, in denen Dunkelheit des Röhrchens auftritt, entsprechen den Lagen des größten Energieentzuges aus *I* (der größten Belastung von *I*); größte Belastung aber stellt *II* für *I* dar, wenn beide Kreise in Resonanz stehen, resp. wenn *II* in der Frequenz der Spaltwellen von *I* schwingt.

Man kann an Stelle des Helium-Röhrchens natürlich einen quantitativen Stromanzeiger benützen (Hitzdrahtinstrument). Trägt man die Einstellungen (Kapazitäten) des variierten Kondensators von *II* als Abszissen, die Größe der Instrumentenausschläge (effektive Stromstärke) des Wellenmessers als Ordinaten in ein Diagramm, so erhält man das Spiegelbild der bekannten Resonanzkurve eines eng gekoppelten Systems (Braunschen Senders), gespiegelt an einer Parallelen zur Abszissenachse — die Maxima werden zu Minima. Siehe die Skizze.

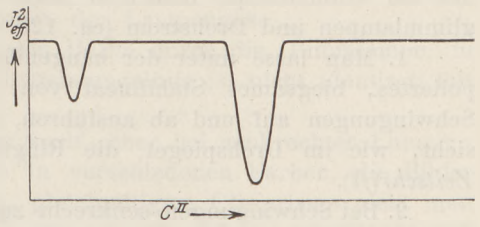

Fig. 1.

Man kann kleine Variationen des Verfahrens anbringen. Man nehme die normale Resonanzkurve von *I* auf, indem man *W* variiert; man kopple nun *II* mit *I* so, daß dem Schwingungskreis *I* die Energie der einen Spaltwelle entzogen wird, indem man *II* auf die Frequenz einer solchen einstellt; solange *II* an *I* nicht angenähert, kopple man den Wellenmesser mit *I* so lose, daß bei Verstellung des Kondensators von *W* nur in den Lagen der Spaltwellen Aufleuchten des Röhrchens eintritt. Indem nun durch die Kopplung von *I* mit *II* dem Kreis *I* die eine Spaltwelle genommen wird, leuchtet das Helium-Röhrchen des Wellenmessers nur an einer Stelle auf: künstliche Einwelligkeit; ein Maximum ist durch das spiegelbildliche Minimum abgezehrt.

Es möge noch erwähnt sein, daß man den besprochenen Energie-Entzug in der drahtlosen Telegraphie zu einer Abstimmungsart verwenden kann, die man als negative Abstimmung bezeichnen könnte; stimmt man gewöhnlich den Empfänger auf die gewünschte Welle ein, so erreicht man die gleiche Selektivität, wenn es gelingt, die unerwünschte Welle zu vernichten; dies ist möglich, indem man mit dem Antennenkreis der Empfangsseite einen Schwingungskreis genügend eng koppelt, um seinen Energie-Entzug wirksam zu machen. Stimmt man diesen Verzehrerkreis auf die störende Welle ein, so kann man diese abzehren — nach dem vorigen leicht verständlich. Im Kriege habe ich diese Abstimmung öfters angewandt. Die zunehmende Verbreitung der Elektronenröhre als Sender und Empfänger, die mit anderen Fortschritten zusammen eine hohe Selektivität ermöglicht, läßt die praktische Bedeutung eines solchen negativen Empfanges heute gering erscheinen.

Das angegebene Demonstrationsverfahren, zur Verdeutlichung der Theorie geeignet, legt gleichzeitig den für die Betriebsverhältnisse wichtigen Einfluß von Metallmassen klar, die — als schädliche Energieverzehrer — in der Nähe des Senders mitschwingen, so z. B. von nicht unterteilten eisernen Masten. Es entsteht eine Dämpfungsvergrößerung der Sender-Antenne.

Die Bedeutung dieses unerwünschten Energie-Entzuges kann man auch in hübscher Weise an älteren Empfängertypen demonstrieren, z. B. an alten Poulsen-Empfängern der Firma Berliner; empfängt man mittels Primärempfang (Detektorkreis in direkter Kopplung mit dem Antennenkreis), so bleibt hierbei in älteren Typen der nicht verwendete Sekundärkreis geschlossen; er verzehrt einen merklichen Energiebetrag (Lautstärke im Telephon wird sehr gering), wenn er zufällig in Resonanz steht mit dem Antennenkreis; auf diese Weise ist er gleichzeitig ein „negativer" Wellenmesser; denn der Punkt seiner Einstellung, bei dem er den Empfang am meisten schwächt, entspricht der Wellenlänge der empfangenen Welle. Alle neueren Typen vermeiden geschlossene „untätige" Kreise (man könnte sie Energie-Schmarotzer nennen); bei Primärempfang wird durch einen Schalter der Sekundärkreis gleichzeitig geöffnet.

Freihandversuche mit der Glimmlampe.

Von Prof. **Adolf Kistner** in Karlsruhe i. B.

Im Anschluß an die im 35. Jahrgang von L. BERGMANN und P. HENCKEL mitgeteilten Versuche dürfte auch nachstehende Zusammenstellung von Freihandversuchen mit der Glimmlampe manchem noch willkommen sein. Es wurden dabei Osramglimmlampen und Drehstrom (ca. 120 Volt) verwendet.

1. Man lasse unter der hängenden Lampe einen glänzenden Metallstreifen (ein poliertes, biegsames Stahllineal von 40 cm Länge und 3,5 cm Breite) kräftige Schwingungen auf und ab ausführen, in deren Ebene die Lampenachse liegt. Man sieht, wie im Drehspiegel, die Ringfigur (Figur 9b, S. 169 in *Jahrg. 35 dieser Zeitschrift*).

2. Bei Schwingungen senkrecht zur Lampenachse sieht man durch die glänzende Linealkante die veränderliche Geschwindigkeit eines schwingenden Körpers.

3. Die vor der Lampe rasch bewegte, gespreizte Hand zeigt zahlreiche Finger.

4. Bei rascher Kopfdrehung sieht man das Flackern der Lampe. Beim Blick in der Achsenrichtung sieht man die Ringfigur. Trotz seiner Einfachheit ist dieser Versuch wegen der körperlichen Beschwerden wenig zu empfehlen.

5. Beim Betrachten der Glimmlampe mit dem Leseglas wird das geringe Zittern der Hand durch das Flackern des Bildes sichtbar.

6. Man blicke aus einiger Entfernung in der Achsenrichtung auf die wagrecht gestellte Lampe. Beim Blicken durch eine vor dem Auge wenig hin und her bewegte Linse (etwa 2—4 Dioptr.) sieht man die Ringfigur.

7. Brillenträger benutzen zu Versuch 6 unmittelbar das wenig von der Nase abgehobene Augenglas.

8. Man betrachte die Lampe (Stellung wie bei Versuch 6) in kleinem Taschenspiegel. Bei Zitterbewegung zeigt er die Ringfigur. Bei Verwendung eines Glasstückes (besonders eines schwarzen) ermüdet das Auge weniger, da die Bildhelligkeit geringer ist.

9. Man ordne drei Lampen in Dreiecksschaltung (Stellung wie bei Versuch 6) übereinander an. Durch die Versuche 4, 6, 7 und 8 (und bei kleiner Stellungsänderung auch 1) sieht man an den Ringfiguren die Phasenverschiebung gemäß Figur 12 auf Seite 170 in Jahrgang 35 dieser Zeitschrift. Da ich diesen Versuch in Lehrerausbildungskursen oft zu zeigen habe, montierte ich drei Illuminationsfassungen in Dreiecksschaltung auf kleinem Vertikalbrett. Die Drähte führen zu dreipoligem Stecker. Zur Vermeidung störender Reflexe sind Fassungen usw. mit schwarzem Mattlack angestrichen.

10. Um die Ringfigur und Phasenverschiebung objektiv zu zeigen, richte man (bei Versuch 9) die Lampen gegen die Schultafel und stelle daneben einen durchscheinenden Schirm. Mit gewöhnlichem Hohlspiegel (Rasierspiegel genügt) entwirft man die Lampenbilder auf dem Schirm. Führt man mit dem Spiegel Zitterbewegungen um die Vertikalachse aus, so erscheinen die Ringfiguren auf dem Schirm. Durch Papphülle mit passenden Kreislöchern blendet man alles störende Licht der Lampen ab. Projektion mit Linsen ist nicht praktisch, weil man entweder einen Teil der Anordnung mit dem Körper verdeckt oder die Schüler durch die Lampen geblendet werden.

11. Bewegt man eine Lampe (oder drei übereinander) an biegsamem Kabel rasch wagrecht, so sehen die Schüler, auf die die Lampenachse gerichtet ist, die Ringfigur (bzw. die Phasenverschiebung). Vorsicht ist geboten, da die Lampen im Innern etwas wackelig sind und Schaden leiden könnten.

12. Bei Sternschaltung von drei Lampen zu 120 Volt erhält die Einzellampe eine Phasenspannung von 69,3 Volt (denn $120 = 69{,}3 \cdot \sqrt{3}$), die nicht als Zündspannung ausreicht: die Lampe leuchtet nicht. Man wird zeigen, daß dagegen drei gewöhnliche Glühlampen, wenn auch mit verminderter Stärke, brennen.

13. Man verwandle den Wechselstrom durch zwei einfachste Drosselzellen in zerhackten Gleichstrom. Das Glimmlicht zeigt sich nur am negativen Pol. Man zeige auch jetzt die früher mit Wechselstrom angestellten Versuche.

14. Man bringe die Lampe hinter einen schmalen Spalt in einer Postkarte und betrachte ihn (Wechselstromspeisung) aus einiger Entfernung mit einem gewöhnlichen Glasprisma. Man sieht die farbigen Spektrallinien der Lampengase.

15. Man beleuchte den Spalt in der oberen Hälfte durch die Glimmlampe, in der unteren durch Natriumlicht. Die gelbe Glimmlampenlinie ist nicht identisch mit der mehr gegen Rot gelegenen Natriumlinie.

16. Man wiederhole Versuch 14 ohne den Spalt, aber bei senkrechter Lampenachse. Man sieht den Glimmkörper mehrfach in verschiedenen Farben, die Bilder überdecken sich teilweise. Bei gewöhnlichem, gleichseitigem Glasprisma sieht man von etwa zehn Meter ab die Farbbilder (zwei rote, je ein gelbes, grünblaues und blaues) deutlich getrennt und scharf begrenzt.

17. Man stelle bei Versuch 16 vor die Glimmlampe, aber etwas tiefer, eine breite Natriumflamme und vor diese eine Postkarte, die einen Ausschnitt in Form und Größe des Glimmkörpers hat. Mit dem Prima betrachtet man beide Lichtquellen aus großer Entfernung. Die beiden gelben Bilder liegen nicht untereinander, das der Natriumflamme mehr gegen Rot hin. Die Verschiedenheit des Gelb beider Bilder ist sehr deutlich zu sehen (das der Glimmlampe ist etwas grünstichig; ob es von Helium herrührt, wie dies Zeitschrift 34, 259 bezweifelt wird, kann ich vorerst noch nicht feststellen).

Ein Apparat zur Erzeugung von Kohlenoxyd mittels des Lichtbogens.

Von Dr. **Heinrich Grosse Kreul** in Stettin.

Der Apparat besteht aus einem etwa 500 ccm fassenden Rundkolben mit Hals, der an zwei gegenüberliegenden Stellen mit je einem Tubus versehen ist (zweifach tubulierte Vorlage mit Hals). In den beiden Tuben sind mittels guter weicher Gummistopfen dünne Bogenlampenkohlen so befestigt, daß sich eine von beiden etwas verschieben läßt oder seitlich federt. Bei sehr engen Tuben verwendet man zum gasdichten Einpassen der Kohlen guten weichen Gummischlauch. Die Kohlen werden zweckmäßig so eingesetzt, daß sie in einem Abstand von etwa 2—3 mm noch eine kurze Strecke (3—5 mm) aneinander vorbeigehen. Andernfalls ist die Erzielung eines längere Zeit brennenden Lichtbogens schwierig. Die herausragenden Enden der Kohlenstifte tragen Klemmschrauben zur Verbindung mit der Stromquelle. Als solche kommt Starkstrom zur Anwendung, der durch Widerstände in den Grenzen 5—10 Ampère reguliert werden kann. Der Hals des Kolbens ist mit einem doppelt durchbohrten Gummistopfen verschlossen. Die eine Bohrung enthält das Gasableitungsrohr, die andere das soweit wie möglich in den Kolben hineingeschobene Zuleitungsrohr *A* (Fig. 1). Um dieses vor der Hitze des Flammenbogens zu schützen, erhält es eine passende Biegung, die sich (soviel es die Weite des Kolbenhalses zuläßt) der Rundung des Kolbenbauches anschmiegt. Durch Umwickeln mit Asbestpapier am Halse, sowie Unterlegen einer Asbestplatte unter den Kolben verhütet man eine Berührung der heiß werdenden Glasteile mit dem Metall des haltenden Stativs.

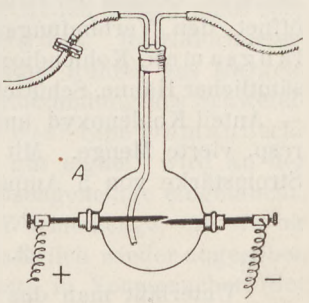

Fig. 1.

Mit dem Apparat läßt sich dartun, daß mittels des Lichtbogens Kohle in ihrem eigenen Verbrennungsprodukt zu brennen vermag, mit anderen Worten es läßt sich die Bildung von Kohlenoxyd aus Kohlendioxyd und Kohle sehr schön zeigen. Man

verbindet zu diesem Zweck das Einleitungsrohr des Kolbens mit einem Kippschen Apparat für Kohlendioxyd. Das Gas wird gewaschen, und in einem Trockenturm mit Chlorcalcium getrocknet. Man leitet es dann in mäßigem Strom durch den Kolben, an dessen Ableitungsrohr ein längerer Gummischlauch befestigt ist. Sobald die Luft völlig verdrängt ist, wird die Verbindung zwischen Einleitungsrohr und Trockenturm durch einen Schraubenquetschhahn fest verschlossen. Den eben erwähnten längeren Gummischlauch verbindet man nun mit dem einen Hahnrohr eines Müllerschen Glockengasometers, der auf „Saugen" gestellt ist. Das zweite Hahnrohr wird mit einem kleinen Brennerkopf aus Speckstein versehen. Als Sperrflüssigkeit enthält der Glockengasometer Kalilauge von etwa 10° Baumé. Der Versuch spielt sich nun folgendermaßen ab.

Man zündet den Lichtbogen und öffnet den Hahn des Glockengasometers, der mit dem Kolben verbunden ist. Bei richtiger Stellung der Kohlen erhält sich der Lichtbogen während der ganzen Versuchsdauer ohne Nachhilfe und es verbrennt die Kohle in der CO_2-Atmosphäre mit blendendem Licht. In dem Glockengasometer senkt sich der Spiegel der Sperrflüssigkeit anfangs rascher, bald aber in gleichmäßigem Tempo. Um Überdrucke zu vermeiden, hebt man allmählich die Glocke in dem Maße empor, wie die Sperrflüssigkeit im äußeren Zylinder ansteigt. Ist die Glocke gefüllt (etwa 500 ccm), so unterbricht man den Strom und schließt den Hahn am Glockengasometer. Man löst nunmehr die Klammer, durch welche die Gasometerglocke bisher gehalten worden war und bringt durch vorsichtiges Schütteln — alle bisherigen Schlauchverbindungen bleiben bestehen! — ihren Gasinhalt mit der Kalilauge in Berührung. An dem Aufsteigen der Flüssigkeit im Innern der Glocke erkennt man, daß deren Inhalt zum Teil noch aus Kohlendioxyd besteht. Es ist durch die Ausdehnung infolge der starken Erwärmung des Kolbeninhaltes übergetrieben worden. Je nach Verlauf des Versuches verschwinden schließlich durch Absorption in der Lauge etwa 150—200 ccm. Der Rest aber wird auch bei fortgesetztem Schütteln mit Lauge nicht absorbiert. Stellt man nun die Glocke auf „Drücken" und öffnet vorsichtig das mit dem Brennerkopf versehene Hahnrohr, so läßt sich das ausströmende Gas entzünden. Es brennt mit prächtig hellblauer Flamme und ist daran als Kohlenoxyd zu erkennen.

Die Hauptmenge des entstandenen Kohlenoxyds befindet sich aber noch im Kolben und kann daraus auf folgende Weise gewonnen werden. Man öffnet zunächst den Hahn des Kippschen Apparates, dann vorsichtig den oben erwähnten Quetschhahn; es strömt jetzt, trotzdem die Verbindung mit der Gasometerglocke (und diese selbst natürlich auch) geschlossen ist, Kohlendioxyd in den Kolben, da infolge der inzwischen eingetretenen teilweisen Abkühlung des Kolbens in ihm ein Unterdruck herrscht. Sobald der Druck ausgeglichen ist, stellt man die Glocke wieder auf „Saugen", öffnet den Verbindungsweg zwischen Glocke und Kolben und treibt durch einen langsamen Kohlendioxydstrom das Kohlenoxyd in die Glocke. Nach Schließen sämtlicher Hähne, Schütteln mit Lauge usw. erhält man einen zweiten — beträchtlicheren — Anteil Kohlenoxyd und durch noch ein- oder zweimalige Wiederholung eine dritte resp. vierte Menge. Mit einem Kolben von ca. 500 ccm erhielt ich z. B. bei einer Stromstärke von 5 Ampère in 5 Minuten Brenndauer:

1. $280 + 320 + 100 = 700$ ccm CO.
2. $225 + 360 + 120 + 45 = 750$ ccm CO.

Unterläßt man das Schütteln mit Lauge, so brennt das Gas wegen des Gehaltes an CO_2 nur schlecht oder gar nur so lange, als sich eine Zündflamme an der Ausströmungsöffnung befindet. Bei ruhigem Arbeiten verläuft der Versuch sehr glatt, auch braucht das Hantieren mit der Lauge als Gasometerfüllung nicht zu schrecken. Eine Beschädigung der Finger läßt sich ganz gut vermeiden. Die Ausbeute an Kohlenoxyd ist nach meinen bisherigen Erfahrungen bedeutend besser als bei der oft beschrie-

benen Einwirkung von Kohlendioxyd auf im Porzellan- etc. Rohr erhitzte Holzkohle[1]); ganz abgesehen von dem hierbei notwendigen Aufwand an Heizgas. Daß die Kohle bei dem chemischen Vorgang beteiligt ist, kann an dem verhältnismäßig starken Abbrand der Stifte erkannt werden. Rechnet man zu dem gefundenen Kohlenoxyd das zu Anfang des Versuches in den Gasometer gegangene Kohlendioxyd hinzu, so erkennt man, daß eine starke Volumvermehrung stattgefunden hat. Es bestätigt sich — zwar nicht quantitativ, aber doch in starker Annäherung — die Gleichung:

$$CO_2 + C = 2\,CO,$$

nach welcher eine Verdoppelung des Volumens eintreten müßte.

Zwei thermochemische Versuche für chemische Schülerübungen.

Von **E. Mannheimer** in Mainz.

BRÄUER hat (*ds. Ztschr.* **30**, *S. 186, 1917*) eine Reihe von Versuchen angegeben, die sich in der Thermosflasche als Kalorimetergefäß mit einem guten, mindestens in $^1/_{10}{}^0$ eingeteilten Thermometer auch von Schülern durchführen lassen und von ihnen, wie auch meine Erfahrungen zeigen, mit regstem Eifer gemacht werden[2]). BRÄUERS und meine früheren Versuche betrafen hauptsächlich Lösungswärmen, Neutralisationswärmen und Reaktionswärmen beim Umsatz von Flüssigkeiten mit festen Stoffen. Da ich es aus didaktischen Gründen für sehr wichtig halte, im Lehrgang der Chemie schon möglichst frühzeitig das „Gesetz der bestimmten Wärmeverhältnisse" zu entwickeln, und zwar möglichst auf Grund von Schülerversuchen, habe ich mich an einfache chemische Vorgänge gehalten: die Synthese von Schwefeleisen und das Kalklöschen. Wenn auch die theoretisch geforderten Zahlen bzw. die durch THOMSENS klassische Arbeiten ermittelten in Schülerversuchen nur selten ganz genau erreicht werden, so weisen die Ergebnisse z. B. von 6 Arbeitsgruppen mit je zwei Schülern in tabellarischer Zusammenstellung doch genügende Übereinstimmung auf und zeigen dem Schüler, daß die bei einem chemischen Vorgang gewonnene Arbeit (Wärme) in gleichbleibendem Verhältnis zur Menge der umgewandelten Stoffe steht. (Die Genauigkeit ließe sich übrigens bei Verwendung der Analysenwage — die Schüler benutzen nur solche mit $^1/_{100}$ g Empfindlichkeit — noch steigern.)

a) Schwefel und Eisen. Die Thermosflasche faßt 500 cm³ und ist mit 400 cm³ (genau abgemessen) Wasser etwas unter Zimmertemperatur gefüllt. In der Flasche steht aufrecht ein dünnwandiges, mit Asbestpfropf einseitig geschlossenes Messingrohr (17 × 170 mm). (Besser wäre ein Messinggefäß nach Art der Reagenzgläser, das aber z. Zt. nicht zu beschaffen ist.) Sein Boden ist etwa 2 cm hoch mit mittelfeinen Eisenspänen bedeckt. Ein dünnwandiges Prüfglas passender Weite und Höhe steht im Messingrohr und ist mit einer genau gewogenen Menge eines sehr gut verriebenen Gemischs von Fe und S (7 : 4) beschickt (etwa 5 g). Im Kalorimetergefäß steht dann noch außer dem Thermometer ein passender Rührer aus starkem Messingdraht, dessen Schlinge das Messingrohr umgibt. Die Entzündung des Schwefeleisen-Gemisches geschieht am zweckmäßigsten auf folgende Weise: Eine Ohmannsche Glühnadel, die sich wegen ihrer Stabilität hierzu besonders gut eignet, wird an der Spitze zu heller Rotglut erhitzt und von oben in das Schwefeleisengemenge eingetaucht; sie bleibt bis zum Ende des Versuches darin stecken. Die Wärmemenge, die sie bis zur Erhitzung auf Rotglut aufgenommen und im Kalorimeter natürlich wieder abgegeben hat, läßt sich mit sehr guter Übereinstimmung der Resultate in Vorversuchen (des

[1]) Man vgl. jedoch die Untersuchungen von Fr. C. G. Müller, ds. Zeitschr. 32. 40.

[2]) Ich darf bei dieser Gelegenheit nachträglich mitteilen, daß ich s. Zt., angeregt durch Ostwald-Luthers bekanntes Handbuch und in Verfolg der Arbeiten mit meinem kleinen Verbrennungskalorimeter (*ds. Ztschr.* **27**, *1914, S. 40*), einen Primaner-Jahrgang ähnliche Versuche in Thermosflaschen machen ließ und gerade zur Publikation zusammengestellt hatte, als Bräuers Arbeit erschien.

Lehrers) experimentell leicht ermitteln, der Schüler hat die Nadel nur immer in der gleichen Stellung zur gleichen Gasflamme gleich lange Zeit zu erhitzen. Die ihr zugeführte Wärmemenge, die von der Gesamtwärme in Abzug zu bringen ist, betrug beispielsweise bei unseren Versuchen mit wenig Schwankungen 75 Kal., der Wasserwert des Kalorimeters mit Zubehör 24 Kal. (vom Lehrer ermittelt).

Hier die Ergebnisse von 6 Arbeitsgruppen:

Menge Fe + S (7 : 4)	Temperatur-Unterschied	Kühlwasser	Wärme brutto	Wärme netto	Für 56 g Eisen
5,50 g	18,37°—22,12°	400 g	1500 Kal.	1449 Kal.	23154 Kal.
6,16 g	18,10°—22,22°	„	1648 „	1597 „	22803 „
5,44 g	17,98°—21,70°	„	1488 „	1437 „	23222 „
4,35 g	19,74°—22,61°	„	1148 „	1097 „	22214 „
7,58 g	17,23°—22,23°	„	2000 „	1949 „	22618 „
5,51 g	19,55°—23,25°	„	1480 „	1429 „	22864 „

THOMSEN und BERTHELOT finden (nach OSTWALD, Allgem. Chemie 1. Aufl. Bd. 2 S. 230)

$$Fe + S + n\,H_2O = FeS \cdot n\,H_2O + \begin{cases} 238\,K\ ^{1}) & \text{nach Th.} \\ 220\,K & \text{„ B.} \end{cases}$$

THOMSEN berechnet sie aus der Wechselwirkung zwischen $FeSO_4$- und Na_2S-Lösungen, BERTHELOT aus der zwischen $Fe(OH)_2$ und H_2S. Unsere gegen TH. durchweg zu niedrig gefundenen Werte (auch meine eigenen Versuchsergebnisse schwankten in obigen Grenzen) erklären sich vielleicht daraus, daß eine Reaktion zwischen festen Stoffen nie so vollständig ist wie zwischen Ionen; zudem sublimiert immer etwas vom oben liegenden Schwefel unverbunden aus dem Prüfglas heraus. Auch mag das Eisenpulver (Ferrum limatum alcoholisatum Merck) nicht völlig 100%ig sein. Das Thermometer, das in $^1/_{100}{}^0$ eingeteilt ist und mit einem Normal-Thermometer recht gute Übereinstimmung zeigt, ging bei den Versuchen wie auch beim folgenden unter den Schülergruppen reihum. Eine Korrektur wegen Wärmeabgabe nach außen braucht wie Blindversuche zeigen, auch bei der ~ 10minütlichen Dauer des Temperaturausgleichs zwischen Messingröhre und Wasser nicht stattzufinden.

b) Kalklöschen. Seit HESS (Pogg. Ann. 50 [1840] S. 410) ist meines Wissens die direkte Bestimmung der Hydratationswärme des CaO nicht mehr ausgeführt werden. HESS findet pro Mol CaO 13400 Kal. Der Wert 15540 von THOMSEN ist auf indirektem Weg gefunden. Eine lange Reihe von Fehlversuchen mit sehr schwankenden und ungenauen Resultaten zeigte mir schließlich wohl fast alle Fehlerquellen der direkten Bestimmung. Bei Beachtung folgender Einzelheiten ist der recht einfache Versuch — Einwerfen einer gewogenen CaO-Menge in eine gemessene Wassermenge der Thermosflasche und Bestimmung des Temperaturanstiegs — auch von Schülern mit einigermaßen befriedigender Übereinstimmung der Ergebnisse auszuführen: Verwendung von frisch gebranntem reinstem Marmor (kein Kalkspat!) in linsengroßen Stücken (kein Pulver!) direkt nach völligem Erkalten. Etwa 1,5 g CaO aus dem verschlossenen Wägeglas oder Prüfglas in einem Zug in 300 ccm[2] destilliertes Wasser[2]) schütten. Umrühren mit dem Thermometer, Ablesen der Anfangs- und Endtemperatur bei gleicher Stellung des Thermometers im Wasser. Temperaturausgleich erst nach etwa 5—6 Minuten. Wenn der Kalk völlig gebrannt und rein war, darf sich nur staubfeines $Ca(OH)_2$ am Grunde des Gefäßes finden, und eine Probe davon darf mit Salzsäure keine Kohlensäure-Entwicklung geben. (Brenndauer des Marmors ~ 15 Minuten bei heißester Leuchtgas-Luft-Gebläse-Flamme im Platin-

[1]) „Mittlere" Kalorien nach Ostwald K = 100 Kal. bei 18°.

[2]) Bei Verwendung des sehr harten Mainzer Leitungswassers ergaben sich bedeutend zu hohe Werte (+ 8%).

Versuchsergebnisse von Schülern:

Kalk	Hydr. Wärme + Wasserwert	Hydr. Wärme pro Mol
2,23 g	626 Kal.	15 680 Kal.
1,60 g	437 „	15 288 „
1,46 g	380 „	14 560 „
2,02 g	563 „	15 317 „
1,47 g	404 „	15 344 „
1,39 g	437 „	15 288 „

tiegel). Nur ein in $^1/_{100}{}^0$ geteiltes Thermometer gibt genauere Werte.

Meine eigenen Versuche bei Verwendung der Analysen-Wage und genauer Korrektur des Thermometers ergaben Werte, die durchschnittlich 0,5 % unter dem theoretischen lagen.

Die Herstellung von Ammoniumsulfat aus Gips als Schulversuch.

Von **E. Mannheimer** in Mainz.

Ausgangsstoff ist klarer, feingepulverter Gipsspat oder, in Ermangelung dessen, gefällter Gips (nach Vanino: 20 %ige Calciumchloridlösung mit 20 %iger Schwefelsäure in berechneter Menge fällen, wiederholt dekantieren, filtrieren, auswaschen und bei 105° trocknen). In einen 300 ccm-Weithalskolben kommen 150 ccm einer ca. 20 %igen Ammoniumkarbonatlösung mit 20 % freiem Ammoniak, in die unter Schütteln nach und nach ungefähr 15 g Gipspulver eingetragen werden. Der Kolben wird mit einem dreifach durchbohrten Stopfen verschlossen. Durch 2 Bohrungen führt je ein Winkelrohr bis zum Boden des Gefäßes; die dritte bleibt entweder unbesetzt oder führt ein kurzes Winkelrohr zum Ableiten der überschüssigen Gase. Durch die zwei langen Winkelröhren wird ungefähr 15 bis 20 Minuten lang Kohlendioxyd- und Ammoniakgas in mäßigem Strom eingeleitet. Daß eine chemische Umsetzung stattgefunden hat, ist äußerlich nicht zu erkennen, da nach wie vor ein weißer Bodenkörper bleibt. Wohl aber löst sich nach Reaktionsende der Niederschlag unter CO_2-Entwicklung in Salzsäure zu einer vollständig klaren Flüssigkeit auf. (Er ist nach meiner quantitativen Analyse chemisch reines Calciumkarbonat.) Durch Ammoniumoxalat kann zudem noch das Ca-Ion nachgewiesen werden. Im Filtrat gibt Bariumchlorid SO_4-Ion in reicher Menge zu erkennen. Vollständig ist der Umsatz nach:

$$(NH_4)_2\,CO_3 + CaSO_4 \rightarrow \downarrow CaCO_3 + (NH_4)_2\,SO_4$$

trotzdem nicht, weil sich nach Neumann (Ztschr. angew. Ch. 34 [1921], S. 441 ff.) ein Doppelsalz $(NH_4)_2\,SO_4 \cdot CaSO_4 \cdot H_2O$, Ammoniumsyngenit, bildet. (Nach diesem Forscher beträgt die Ausbeute an Ammonsulfat 85—91 % je nach Ausgangsstoff.)

Es ist selbstverständlich, daß dem Schüler in diesem Zusammenhang die Bedeutung der Reaktion in volkswirtschaftlicher Beziehung zur Klarheit gebracht werden muß: Teilweise Entlastung des Verbrauchs an Schwefelsäure zur Herstellung von Düngemitteln und damit verminderte Einfuhr des Pyrits einerseits, Verwertung eines in unabschätzbarer Menge vorhandenen einheimischen Rohstoffs andererseits. Hingewiesen werden kann auch auf die Möglichkeiten, den Gips durch andere Reaktionen als Ausgangsstoff zur Herstellung von SO_2, SO_3 und elementarem Schwefel zu verwerten, Möglichkeiten, die von der Badischen Anilin- und Soda-Fabrik neuerdings in vielen Patenten ausgenützt werden (vgl. u. a. Chem. Ztg., Chem.-Techn. Übers. 47 [1923] S. 191) und die unser verarmtes Vaterland von der Einfuhr von Schwefelkies vielleicht einmal ganz unabhängig machen können.

Für die Praxis.

Zur Umkehrung der Natriumlinie. Von **S. Janß** in Uetersen (Holstein). Durch eine einfache konvexe Linse in einem Pappschirm, der direktes Licht vom Apparat fernhält, wird der Faden einer hellen Metallfadenlampe (am besten einer gasgefüllten)

auf der Spaltebene des Taschenspektroskops, quer zum Spalt, abgebildet. Das ergibt ein schmales Spektrum. Die Einstellung des Spektroskops geschieht vorher durch Fraunhofersche Linien im zerstreuten Himmelslicht; vorteilhaft markiert man die richtige Stellung auf dem Auszug. Etwa 5 cm vor dem Spalt stellt man eine Natriumflamme mit nicht zu dichtem Dampf auf; am bequemsten erscheint mir nach Grimsehls Vorschlag eine in Kochsalzlösung getauchte Asbestpappe im einfachen Bunsenbrenner. Bei dunkler Glühlampe erscheint die helle Natriumlinie; bei Wirkung beider Lichtquellen bleibt letztere bestehen, nur im schmalen Spektrum des Fadens erscheint sie dunkel. Infolge des an den Glaswänden der Glühlampe reflektierten Lichts erscheint in der ganzen Ausdehnung des Spaltes ein schwaches kontinuierliches Spektrum; in ihm erscheint aber die Natriumlinie hell, ein Hinweis darauf, daß das Natriumlicht nicht vernichtet wird und daß die Absorptionslinie nicht vollkommen dunkel ist. Der Versuch gelingt natürlich auch mit jedem anderen Spektroskop. Das am Spektroskop vorbeigehende Licht blendet man durch einen über das Spaltrohr geschobenen Pappschirm ab.

Das einfache Taschenspektroskop nützt die Zerstreuung des Prismas in ihm nicht vollständig aus. Bringt man dasselbe in einen Apparat mit Kollimator und Fernrohr, so sind beide Natriumlinien sichtbar, auch die Umkehrung. Läßt das vorhandene Spektroskop die Verwendung eines geradsichtigen Prismas nicht zu, dann kann man die Anordnung leicht improvisieren aus Brillengläsern als Kollimatorlinse und Fernrohrobjektiv und aus einer Taschenlupe als Fernrohrokular, da keine achromatischen Systeme erforderlich sind, weil nur im Gelb beobachtet wird.

Die objektive Darstellung erfordert gewiß weniger Unterrichtszeit, ist aber im allgemeinen wohl teuerer; hier ist ferner das Aussehen der Absorptionslinien weit mehr das der Fraunhoferschen Linien, um deretwegen der Versuch doch wohl ausgeführt wird; auch sind vergleichsweise die hellen Linien ohne besondere Hilfsmittel sichtbar. Bei Verwendung von Schellbachschen Natriumröhren könnten bei den Schülern Zweifel entstehen, ob das für den dunklen Dampf festgestellte auch beim leuchtenden zutrifft, wodurch dann die Übertragung auf Verhältnisse auf der Sonne Bedenken erregen könnte.

Benutzt man in der von Volkmann *(ds. Ztschr. 36, 29; 1923)* beschriebenen Anordnung statt des Schirms ein Fernrohr und stellt dann den Spalt B (Fig. 3 a. a. O.) in den Brennpunkt des Brillenglases, so kann man bei Verwendung der Asbestpappe mit Kochsalzlösung schwach anomale Dispersion an beiden *D*-Linien beobachten, wenn die Flamme die passende Form hat.

Zur Darstellung von monoklinem Schwefel. Von Dr. **B. Batscha** in Olmütz. Um mit verhältnismäßig kleineren Mengen von rhombischem Schwefel und in kürzerer Zeit, als es bei der gewöhnlichen Darstellungsweise der Fall ist, monoklinen Schwefel zu erhalten, empfiehlt es sich, einen dünnwandigen Porzellantiegel von mittlerer Größe (50—80 ccm) zu verwenden. Darin wird Stangenschwefel geschmolzen und hierauf nur so lange abkühlen gelassen, bis sich am Rande der Oberfläche ein Streifen von erstarrtem Schwefel von etwa $^1/_2$—1 cm Breite zeigt. Sodann wird der Tiegel mit der Zange gefaßt und der noch flüssige Inhalt abgegossen. Die Tiegelwand erscheint nunmehr mit monoklinen Kristallen überzogen.

Es ist in diesem Falle gar nicht notwendig, erst abzuwarten, bis sich oberflächlich eine feste Kruste gebildet hat. Zu den eingangs erwähnten Vorteilen dieser Versuchsanordnung tritt noch der eine hinzu, daß es zu keiner Beschädigung von Kristallen kommt, die sonst beim Durchstoßen der erstarrten Oberfläche mit einem harten Gegenstande leicht entsteht.

Berichte.

1. Apparate und Versuche.

Demonstration der Ladungen von Metalldämpfen im Lichtbogen. Von A. SALB (München). Nach *Physik. Zeitschr.* 24. Nr. 17 (1923).

Wie Lenard 1905 gezeigt hat, tragen die an der Elektrode eines Lichtbogens erzeugten Metalldämpfe zum großen Teil positive Ladungen; daher werden Dämpfe, die sich an der positiven Elektrode entwickeln, unter der Wirkung des elektrischen Feldes von der +-zur —-Elektrode geführt, im anderen Falle auf die

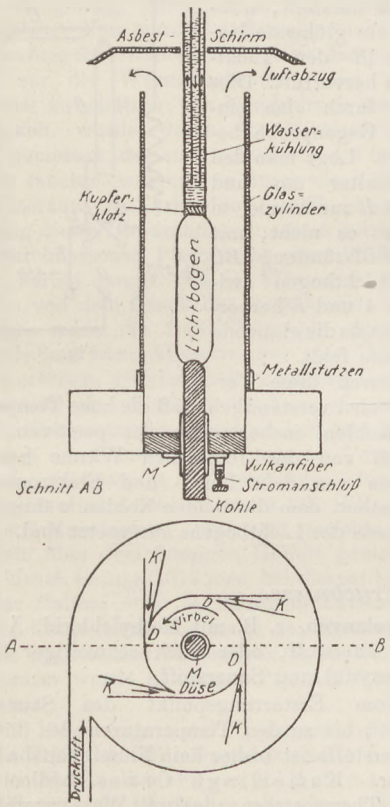

Fig. 1.

Elektrode zurückgetrieben. Dies hat zur Folge, daß im ersten Fall das Licht der Metalldämpfe praktisch den ganzen Raum zwischen den Elektroden erfüllt, im zweiten Fall auf die Umgebung der negativen Elektrode beschränkt bleibt.

Zu einer effektvollen Demonstration dieser Erscheinung dient folgende Vorrichtung (Fig. 1). Der Bogen brennt in einem vertikal stehenden, etwa 5 cm weiten Glaszylinder (Auerzylinder) und wird durch einen Luftwirbel stabilisiert, der durch tangentiales Einblasen von Druckluft in einen metallenen Aufsatz auf den Zylinder erzeugt wird und zugleich dessen Kühlung bewirkt. Die untere Elektrode wird durch ein federndes Messingrohr *M* gehalten, die obere ist in einen isolierenden Halter leicht verschiebbar eingespannt. Die Stärke des Luftwirbels reguliert man am besten so, daß der Bogen zu einem Hohlzylinder auseinandergeblasen erscheint; er läßt sich dann unter langsamer Verstärkung des Luftwirbels bei 220 Volt Spannung und 4 bis 6 Amp. Stromstärke leicht 6—8 cm in die Länge ziehen und in dieser Gestalt dauernd in Betrieb halten, sofern die Elektroden bei dem Auseinanderziehen möglichst zentriert bleiben. Bei größerer Stromstärke kann man den Bogen vorübergehend noch weiter auseinanderziehen, doch kommt dann der Glaszylinder leicht in Gefahr zu schmelzen. Nimmt man als obere Elektrode einen mit fließendem Wasser gekühlten Kupferzylinder, den man kurz vor dem Versuch in Salzsäure getaucht hat, und als untere eine mit schwacher Lithiumlösung getränkte Homogenkohle, so beobachtet man folgendes: Macht man die untere zur positiven Elektrode, so erfüllen die roten Lithiumdämpfe den ganzen Bogen, während von den Kupferchloriddämpfen kaum etwas zu sehen ist. Macht man dagegen die obere zur positiven Elektrode, so erscheint der ganze Bogen von den Kupferchloriddämpfen grüngefärbt, die roten Lithiumdämpfe dagegen umsäumen nur mehr die negative Kohle. Bedingung für das Gelingen ist eine genügend große Feldstärke zwischen den Elektroden. Die Erscheinung wird am besten am Projektionsbilde des Bogens beobachtet. *P.*

Versuche mit Kohlenlichtbogen. Aus der Schrift von J. ZENNECK, Elektronen- und Ionenströme (Berlin, Julius Springer, 1923, vgl. d. Heft S. 61).

Während das Licht der Kohlenbogenlampe zum allergrößten Teile von der Anode ausgeht, ist doch andererseits in elektrischer Hinsicht die

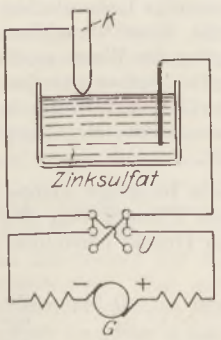

Fig. 1.

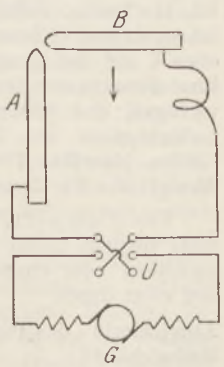

Fig. 2.

glühende Kathode die notwendige Bedingung für einen Lichtbogen. Um das zu erläutern, wird ein Lichtbogen zwischen einer Kohle und einer Zinksulfatlösung (Fig. 1) hervorgerufen, in die ein Zinkblech als Stromzuleitung eintaucht.

Schließt man durch den Umschalter U die Kohle an den negativen Pol der Gleichstromzentrale an und bringt sie für einen Augenblick zur Berührung mit der Oberfläche des Zinksulfats, so erhält man bei der Trennung einen ganz leidlichen Lichtbogen. Macht man dagegen das Zinksulfat zur Kathode, so tritt beim Trennen kein Lichtbogen auf und es ist ganz unmöglich, einen solchen zustande zu bringen, da das Zinksulfat eine glühende Kathode nicht zu liefern vermag.

Sehr lehrreich ist auch der bekannte Versuch mit zwei senkrecht gegeneinander gestellten Kohlenstäben A und B (Fig. 2). Hat man den Bogen durch Berührung der beiden Kohlen gezündet und ist B mit dem negativen Pol verbunden, so geht der Lichtbogen stets von B nach dem zunächst gelegenen Teil von A, also auch nach einem beliebigen Punkt längs A, wenn man B an A entlang führt. Macht man dagegen A zur Kathode, so geht der Lichtbogen stets von der Spitze von A nach der Spitze von B in um so gekrümmterer Gestalt, je weiter man die Kohle B längs A abwärts bewegt (vortreffliche Momentaufnahmen hiervon in der genannten Schrift). Man kann auch an derselben Vorrichtung zeigen, daß bei normaler Stellung der beiden Kohlen nach einer Unterbrechung der Bogen sich sofort wieder beim Schließen von selbst entzündet, so lange die Kathode noch hellglühend bleibt. Dies ist im Projektionsbilde besonders gut zu sehen.

Bei einem dritten Versuch (Fig. 3) ist senkrecht gegen zwei einander gegenüberstehende Kohlenstäbe A und B eine dritte Kohle C angebracht, von dieser sind A und B mit dem + und — Leiter, C mit dem Nullleiter der Gleichstromzentrale verbunden. Man bringt C zur Berührung mit B und zündet dadurch zwischen ihnen einen Lichtbogen. Zieht man C langsam nach der Seite → zurück, so setzt zwischen A und B ein mächtiger Lichtbogen ein, der rötlichgelb gefärbt ist, wenn man als Elektrode A eine Effektkohle genommen hat. Hier ist es die Wirkung des vom Bogen BC aufsteigenden ionisierten Gases, die den Strom zwischen A und B herstellt, während die glühende Kathode B den Lichtbogen hervorruft. Dies wird durch eine einfache Gegenprobe bestätigt. Legt man den Umschalter um und macht B zur Anode, so gelingt es nicht, mit der Hilfszündung BC den Lichtbogen zwischen A und B hervorzurufen, da die glühende Kathode fehlt.

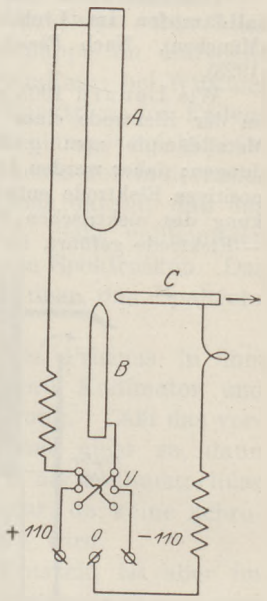

Fig. 3.

Durch diese Versuche wird verständlich, daß die hohe Temperatur der Kohlen, insbesondere der positiven, nicht einfach von der Jouleschen Wärme herrührt, sondern von dem Ionen- und Elektronenbombardement, dem die beiden Kohlen während des Brennens des Lichtbogens ausgesetzt sind. *P.*

2. Forschungen und Ergebnisse.

Erzeugung und Messung tiefer Temperaturen. Hierüber berichtet F. HENNING in den „Ergebnissen der exakten Naturwissenschaften" Bd. II (Berlin, Julius Springer, 1923). Wir erfahren daraus, daß nur sehr wenige Laboratorien, etwa 6 auf der ganzen Erde, über brauchbare Einrichtungen zur Verflüssigung des Wasserstoffs verfügen, und flüssiges Helium bisher nur dem Laboratorium von Kamerlingh Onnes in Leiden (daselbst 1908 zum ersten Male verflüssigt) zur Verfügung steht.

Von 0° bis —217° ist jede beliebige Temperatur bequem durch siedende Flüssigkeiten (bei normalem oder erniedrigtem Druck) herstellbar, und zwar durch

Äthylchlorid	das Gebiet	von	0	bis	—24°
Methylchlorid	„	„	—24	„	—90°
Stickoxydul	„	„	—90	„	—102°
Äthylen	„	„	—104	„	—160°
Methan	„	„	—161	„	—183°
Sauerstoff	„	„	—183	„	—217°

Verwendet man auch Drucke über 1 Atm., so kann man mit drei dieser Flüssigkeiten zum Ziel gelangen, z. B. mit Methylchlorid, Äthylen und Sauerstoff, oder auch schwefliger Säure, Stickoxydul und Sauerstoff.

Vom Erstarrungspunkt des Sauerstoffs (— 218°) bis zu den Temperaturen des flüssigen Wasserstoffs ist bisher kein Flüssigkeitsbad verfügbar. Kamerlingh Onnes bedient sich eines Thermostaten, der mit Wasserstoffdampf beliebiger Temperatur beschickt werden kann. Zwischen dem Erstarrungspunkt des Wasserstoffs (—259°) und der kritischen Temperatur des Heliums (—268°) liegt ein bisher fast unerforschtes Gebiet, in das SIMON und LANGE bis etwa 9° abs. einzudringen vermochten, indem sie erstarrten Wasserstoff durch Reduktion seines Dampfdruckes weiter abkühlten. Die tiefste bisher erzielte Temperatur ist mit flüssigem Helium, das unter reduziertem Druck siedete, erreicht worden (s. unten).

Die Verflüssigung des Heliums geschieht, ebenso wie die des Wasserstoffs, nur nach dem Prinzip des Joule-Thomson-Effektes. Die obere Grenze für die Kühlwirkung hierbei liegt bei —253°, also gerade bei der normalen Siede-

temperatur des Wasserstoffs. Man kann daher durch Wasserstoff, der unter reduziertem Druck siedet, das Helium genügend vorkühlen, um es nach dem Gegenströmungsprinzip in den flüssigen Zustand überzuführen. Vor der Entspannung wird das Gas auf einen Druck von 30 Atm. gebracht. Man kann so in der Stunde 1,7 Liter flüssiges Helium erhalten. Bereits 1910 konnte in Leiden ein Siededruck von 0,2 mm Hg bei etwa 1° abs. erreicht werden, jedoch ohne daß die Flüssigkeit erstarrte. Neuere Versuche seit 1919 waren darauf gerichtet, den Erstarrungspunkt des Heliums aufzufinden. Es wurden 18 Langmuirsche Kondensationspumpen beschafft und sämtlich parallel geschaltet, mit denen es gelang, einen Druck von 0,0055 mm zu erzielen. Nun wurden außerordentliche Vorsichtsmaßregeln ersonnen, um das Verdampfungsgefäß vor der Wärmezustrahlung von außen möglichst zu schützen; der Dampfdruck über der Flüssigkeit wurde durch ein Hitzdrahtmanometer gemessen, dessen Glashülle in das flüssige Helium tauchte, während es durch ein Rohr mit dem Gasraum in Verbindung stand. Die Verwendung dieses Hitzdrahtinstrumentes (mit einem stromdurchflossenen Platindraht von 0,005 mm Dicke) beruht darauf, daß der Wärmeverlust des Drahtes von dem Druck des umgebenden Gases abhängt, wenn die freie Weglänge der Gasmoleküle mit den Abmessungen des Raumes, den sie erfüllen, gleiche Größenordnung hat. Die Stromstärke des Drahtes wird so eingestellt, daß die Temperatur des Drahtes konstant bleibt, was nach der Konstanz des nach der Potentialmethode gemessenen Widerstandes beurteilt wird. Das Instrument ist zuvor mit Hilfe eines Mac Leod-Manometers empirisch geeicht. Der geringste über dem flüssigen Helium gemessene Dampfdruck betrug 0,013 mm, bei diesem befand sich das Helium noch in flüssigem Zustand, so daß die Frage nach der Lage des Erstarrungspunktes noch immer unbeantwortet bleibt. Die Temperatur wurde in diesem Fall auf 0,9° abs. geschätzt.

Zur Messung tiefer Temperaturen wird das mit Helium gefüllte Gasthermometer benutzt (vgl. den Originalbericht von F. Hoffmann in *ds. Ztschr. 27. 40. 1913*), das allerdings gewisser kleiner Korrekturen bedarf, die bei —260° auf 0,041° steigen und bei noch tieferen Temperaturen unsicher werden, da der Molekulardruck des Gases wachsenden Einfluß ausübt. Kamerlingh Onnes versuchte daher, bei den tiefsten Temperaturen, die er zu messen hatte (etwa 1,4° abs.), den Gasdruck mit einem Hitzdrahtmanometer zu bestimmen, das sich auf der Temperatur des schmelzenden Eises befand. Dies Verfahren versagte jedoch wegen der hohen, durch den Molekulardruck hervorgerufenen Korrekturen, so daß die Verwendung des Hitzdrahtmanometers bei der Temperatur des unter normalem Druck siedenden Heliums vorzuziehen scheint. Die bisherige Bestimmung der absoluten Temperatur des Eispunktes ergab nach Chappuis den Wert 273,09, nach den Untersuchungen der Physikalisch-technischen Reichsanstalt den Wert 273,2. Der Unterschied beträgt also nur noch 0,11°.

Da das Gasthermometer umständlich zu handhaben ist, so bedient man sich zur praktischen Temperaturmessung sekundärer Thermometer, die an das Gasthermometer direkt oder durch gewisse Fixpunkte angeschlossen sind; Thermometer mit Pentan- oder Petroläther füllung geben eine Genauigkeit von etwa 0,3°. Für genauere wissenschaftliche Zwecke dient das Platinwiderstandsthermometer, das sich bis —258° (15° abs.) vorzüglich bewährt hat. Für reines Platin gilt oberhalb 0° bis zu 1000° mit scheinbar unbegrenzter Genauigkeit eine quadratische Beziehung zwischen Widerstand und Temperatur, die indessen für Temperaturen unter —40° versagt. Auch Versuche mit reinem Blei im Nernstschen Institut haben zu keinem sicheren Gesetz für die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur geführt. Die Schwierigkeiten werden dadurch noch erhöht, daß der Widerstand der Metalle bei einer bestimmten tiefen Temperatur sprungartig verschwindet. Auch Legierungen kommen für Temperaturmessungen dieser Art nicht in Betracht. Thermoelemente haben sich gleichfalls nicht als brauchbar erwiesen.

Es bleiben noch die von A. Stock neuerdings angewandten Tensionsthermometer übrig (*Chem. Ber. 1921, 54, 1119*). Ihr Prinzip besteht darin, daß der Sättigungsdruck einer Flüssigkeit, die sich mit ihrem Dampf in statischem Gleichgewicht befindet, an einem Quecksilbermanometer abgelesen wird; es erfordert zu seiner Ablesung keine komplizierte und kostspielige Meßeinrichtung, wie die vorher erwähnten Vorrichtungen. Liegt die zu messende Temperatur in der Nähe des normalen Siedepunkts, so kann man hohe Genauigkeiten erreichen; beispielsweise ändert sich der Dampfdruck des Sauerstoffes in dieser Gegend um mehr als 70 mm pro Grad. Es ist aber zweckmäßig, über eine ganze Reihe von Tensionsthermometern mit verschiedenen Flüssigkeiten zu verfügen. Stock und Kuss haben für diesen Zweck eine größere Reihe von Flüssigkeiten rein dargestellt, deren Dampfdruck von F. Henning gemessen wurde (*Chem. Ber. a. a. O.*), so daß es möglich ist, Temperaturen von 0° bis —200° auf diese Weise zu bestimmen. Das Verfahren ist auch auf Wasserstoff und Helium anwendbar. Die tiefsten Temperaturen sind freilich nur auf dem Wege der Extrapolation und in Anlehnung an das Gesetz der korrespondierenden Zustände bestimmbar, das mit besonderer Vorsicht angewendet werden muß, da es um so weniger genau zu gelten scheint, je tiefer die Temperatur sinkt.

Als Fixpunkte dienen in erster Reihe die normalen Siedepunkte von Sauerstoff, Stickstoff und Wasserstoff, die nach den Messungen des Leidener Kältelaboratoriums und der Phys.-techn. R.-A. recht genau übereinstimmen:

	LKL	PTK
Sauerstoff	— 182,95° C	— 182,98° C
Stickstoff	— 195,78	— 195,80°
Wasserstoff	— 252,73	— 252,77

Etwas weniger befriedigend (bis zu 0,8° Differenz) ist die Übereinstimmung nach Reduktion auf die thermodynamische Skala.

Von Interesse ist auch folgende Zusammenstellung, die der Festschrift zur Feier des 40jähr.-Professorenjubiläums von KAMERLINGH ONNES entnommen ist. (Unter Tripelpunkt ist der Punkt des Gleichgewichts aller drei Aggregatzustände zu verstehen.)

Gas	Tripelpunkt °C	Tripelpunkt mm Hg	Vierte Temperatur °C	Kritische Größen Temp. °C	Kritische Größen Druck: Atm.	Dichte g/cm³
Sauerstoff	— 218,40	—	— 182,95	— 118,82	49,713	0,4299
Argon	— 189,30	515,65	— 185,84	— 122,44	47,996	0,53078
Stickstoff	— 209,86	96,4	— 195,78	— 147,13	33,490	0,31096
Steon	— 248,67	323,5	— 245,92	— 228,35	26,86	—
Wasserstoff	— 259,14	54,1	— 252,70	— 239,91	12,80	0,03102
Gelimmer	—	—	— 268,87	— 267,84	2,26	0,066

P.

Magnetismus und Atombau[1]). Im BOHRschen Atommodell spielen die um den Kern laufenden Elektronen eine große Rolle. Die schnelle Rotation eines Elektrons kommt aber einem Ampèreschen Molekularstrom gleich, der nach außen magnetische Wirkung hervorruft. Demnach besteht also ein innerer Zusammenhang zwischen der Art der Elektronenbewegung eines Atoms und seinem magnetischen Verhalten. Es liegt daher nahe, daß die Bestimmung der Magnetisierungskonstanten eines Körpers Rückschlüsse auf den Bau und den inneren Mechanismus seines Atoms zuläßt.

Betont sei hier sogleich, daß die sogenannten ferromagnetischen Erscheinungen nicht zu diesem Fragenkomplex gezählt werden dürfen, da sie nicht durch Vorgänge in einzelne Atome, sondern durch das Zusammenwirken vieler Atome verursacht werden. Sie stellen also nicht eigentliche Atomprobleme dar, sondern gehören in das Gebiet der Kristallphysik.

Legt man sich die Frage vor, in welchem Sinne ein magnetisches Feld auf ein aus Kern mit herumkreisenden Elektronen zusammengesetztes Atom einwirken kann, so kommt man zu drei Möglichkeiten. Da das Feld unbedingt die Bahnen der Elektronen beeinflussen wird, wird jedes Atom also diamagnetische Eigenschaften haben. Die Bahnebenen werden sich senkrecht zu der Richtung der Kraftlinien stellen. Aus der Elektronenbewegung selbst ergibt sich ein magnetisches Moment. Liegen nun die Elektronenbahnen so, daß die einzelnen magnetischen Momente sich gegenseitig aufheben, so muß das Atom unmagnetisch sein. Es kann also auf ein äußeres Feld nur diamagnetisch reagieren. Nun ist auch noch die Möglichkeit vorhanden, daß sich alle magnetischen Einzelmomente im Atom, die von der Elektronenbewegung herrühren, nicht aufheben. Dann haben wir ein Gesamtmoment des Atoms, und ein äußeres magnetisches Feld muß auf das Atomganze richtunggebend einwirken, d. h. das Atom ist paramagnetisch. Als letzte Möglichkeit ist noch der Fall anzusehen, daß sich zwar ohne äußeren Einfluß die magnetischen Momente der Elektronenbewegung im Atom aufheben; durch ein äußeres magnetisches Feld kann aber die ursprüngliche Kompensation der Momente beseitigt werden. Es läge hier die sogenannte magnetische Induktion vor.

Eine sehr wesentliche Frage ist die nach der wirklichen Existenz der Ampèreschen Molekularströme. Ihrer Annahme stehen ernste Bedenken entgegen, denn sie müßten permanente Ströme sein, die keinen Widerstand zu überwinden haben. Auch dürfen bekanntlich die auf den Quantenbahnen kreisenden Elektronen nicht ausstrahlen, d. h. sie dürfen keine Energie verlieren. Denn würde sich ihre Energie vermindern, so müßte doch das magnetische Moment des Atoms zeitlich abnehmen. Gerade hierin liegt eine der Schwierigkeiten, die der Atomtheorie noch anhaften. Sehr interessant ist es, daß die Ampèreschen Molekularströme experimentell mit Erfolg untersucht worden sind. A. Einstein und W. de Haas (2) sowie S. J. Barnett (3) haben derartige Forschungen auf Grund folgender Überlegungen angestellt.

Ein um einen Kern kreisendes Elektron ist als ein Kreisel zu betrachten und kann theoretisch auch als solcher behandelt werden. Es besitzt also einen mechanischen Drehimpuls *J*. Auch einen ganzen Magneten, der aus vielen solchen Elementarmagneten besteht, können wir als Kreisel ansehen, da, wie die Existenz eines magnetischen Gesamtmoments als Resultante

[1]) Der obige Bericht ist im Anschluß an die Abhandlung von W. Gerlach über Magnetismus und Atombau in den „Ergebnissen der exakten Naturwissenschaften", Bd. II, 1923, S. 124 ff. (Verlag von Julius Springer 1923) abgefaßt. Siehe auch dieses Heft, S. 59.

aller einzelnen Elementarmomente m zeigt, ein gewisser Teil aller Elementarmagnete einen Drehimpuls in gleicher Richtung haben muß. Die gesamte Magnetisierung Σm des Körpers kann als Maßstab für die Anzahl der gleichgerichteten Drehimpulsvektoren J angesehen werden. Für den Fall, daß nur Elektronen an der Bildung des magnetischen Moments beteiligt sind, wird das Verhältnis der Stärke der Magnetisierung zum Drehimpuls des ganzen Magneten eine Konstante, die sich zahlenmäßig aus zwei fundamentalen Größen, der Ladung ε und der Masse μ des Elektrons zusammensetzt.

$$\frac{\Sigma m}{\Sigma J} = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon}{\mu}.$$

Um die Gültigkeit dieses Gesetzes zu untersuchen, haben Einstein und de Haas (4) die Magnetisierung geändert und vermochten nachzuweisen, daß dann auch das vom Gesetz geforderte Drehmoment auftritt. Dabei muß allerdings hinzugefügt werden, daß wie Becks eingehende Untersuchungen (5) zeigten, Abweichungen bis zu 50% und darüber von obigem Gesetz auftreten. Die Ausführung der Versuche ging nach folgendem Prinzip vor sich: Nach obigem Gesetz ergibt sich aus der Theorie des Drehmoments beispielsweise bei einmaliger Ummagnetisierung eines dünnen Eisenstäbchens eine Winkelgeschwindigkeit von ca. $^1/_{100}$ um seine Längsachse. Um die sehr geringe Drehwirkung zu verstärken, bedienten sich jene Forscher der Resonanzmethode. Wird ein zylindrisches Eisenstäbchen von ca. 2 mm Durchmesser vertikal in der Achse einer Magnetspule drehbar aufgehängt, so kann man durch Veränderung der Aufhängung die Drehungsschwingungen auf die Frequenz eines die Spule durchfließenden Wechselstroms bringen. Ist die Resonanz zwischen den Drehschwingungen und dem Wechselstrom hergestellt, so bildet sich eine drehende Schwingung des Stäbchens um seine Längsachse aus, die durch Spiegelung eines Lichtstrahls an einem am Stäbchen befestigten Spiegel sichtbar gemacht wird. Den umgekehrten Weg zur Bestätigung des Gesetzes schlugen S. J. Barnett (3) und J. A. Stewart (6) ein. Ihnen gelang es, den Nachweis zu erbringen, daß eine Drehung eines magnetischen Körpers eine Änderung seiner Magnetisierung nach sich zieht. Doch treten auch bei diesen Versuchen erhebliche Abweichungen von obigem Gesetz auf.

Um das magnetische Moment einzelner Atome zu berechnen, kann man von dem molekularen Sättigungsmomenten ausgehen, die für einige Stoffe bei tiefsten Temperaturen bestimmt worden sind. Aus diesen Werten hat P. Weiß (7) die Sättigungsmagnetisierung dieser Stoffe beim absoluten Nullpunkt extrapoliert und daraus das Moment pro Mol und pro Atom berechnet. Die so gewonnenen Zahlenwerte der Momente verschiedener Atome stehen in bestimmter Beziehung zueinander. So verhalten sich beispielsweise die Atommomente des Nickels, Kobalts und Eisens wie 3 : 9 : 11. Der gemeinsame Faktor dieser Zahlen ist für das Grammatom die Zahl 1123 Gauß als einzige direkt dem Experiment zugängliche Einheit. Jedes Mol enthält also ein Vielfaches dieses Einheitsmoments. Dividiert man diese Zahl durch die Zahl der Moleküle im Mol — d. h. durch die Avogadrosche Zahl $6{,}06 \cdot 10^{23}$ —, so ergibt sich als magnetisches Moment des einzelnen Atoms $18{,}6 \cdot 10^{-22}$ Gauß, das sog. Weißsche Magneton. Weiß glaubte hierin eine universelle Konstante gefunden zu haben, einen Baustein, aus dem sich die magnetischen Atome, mit diesen die Moleküle und damit die Magnete selbst aufbauen. Eine Einschränkung muß allerdings hier gemacht werden, die späterhin ihre Aufklärung findet. Stellt man die neuesten Messungsergebnisse zusammen (vgl. 1), so ergibt sich daraus zwar eine gute Übereinstimmung der Einzelwerte für die gleichen Stoffe unter sich; aber die Ganzzahligkeit der Verhältnisse der magnetischen Momente verschiedener Stoffe ist damit nicht erbracht. Besonders gilt dies für die Werte, die man für Lösungen und für Gase erhalten hat.

Hiernach ist das Weißsche Magneton eine rein empirische Größe, die erst in einer Theorie verankert werden müßte. Es setzt daher auch keine speziellen Atomvorstellungen voraus. Um nun auf theoretischem Wege zu einem solchen Elementarquantum des magnetischen Moments zu kommen, kann man sich nach Bohr der Quantentheorie bedienen. Wie schon oben angedeutet, stellt das rotierende Elektron einerseits mechanisch genommen einen Kreisel dar, der das mechanische Impulsmoment J haben möge, das sich aus der Masse μ des Elektrons, seiner Winkelgeschwindigkeit ω und dem Drehungsradius a ergibt zu: $J = \mu \cdot \omega \cdot a^2$.

Andererseits ist das kreisende Elektron als ein Kreisstrom mit dem magnetischen Moment m anzusehen, das gegeben ist durch das Produkt aus der Ladung ε des Elektrons und Umlaufszahl N pro Sekunde und umlaufener Fläche, die im einfachsten Fall ein Kreis vom Radius a ist, also:

$$m = \varepsilon \cdot N \cdot \pi a^2 \text{ oder da } N = \frac{\omega}{2\pi} \text{ ist:}$$

$$m = \frac{\varepsilon}{2} \cdot \omega a^2.$$

Aus dieser und der obigen Gleichung erhält man durch Division das schon oben empirisch genannte Gesetz:

$$\frac{m}{J} = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon}{\mu}.$$

Der Quantentheorie gemäß kommen für das mechanische Impulsmoment J nur Werte von der Form

$$J = \frac{n \cdot h}{2\pi},$$

worin n als ganze Zahl die Zahl der Elementarquanten angibt, während h das elementare Plancksche Wirkungsquantum darstellt. Für ein einquantiges Atom ist demnach $J = \frac{h}{2\pi}$.

Ein solches Atom stellt also einen Atommagneten mit dem Elementarquantum des magnetischen Moments dar. Aus

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 1{,}77 \cdot 10^{7}, \quad h = 6{,}53 \cdot 10^{-27}$$

ergibt sich $m = 9{,}21 \cdot 10^{-21}$. Summiert man die Elementargröße über alle Atome eines Mols, so ergibt sich mit der Avogadroschen Zahl $6{,}06 \cdot 10^{23}$ das Moment des Mols zu $M = 5548$ Gauß-cm. Diese Größe wird das Bohrsche Magneton genannt. Wie A. Sommerfeld (8) an den Magnetonzahlen von Mangan und Chrom gezeigt hat, ist die Kenntnis der Quantenzahlen n, d. h. der Magnetonenzahlen auch für die Auslegung spektroskopischer Fragen von besonderem Wert.

Befindet sich solch ein Atommagnet in einem homogenen magnetischen Feld, so fordert die Quantentheorie nach Debye und Sommerfeld für die Richtung des Vektors der magnetischen Momente nur räumlich ganz bestimmte Lagen relativ zur Richtung der Kraftlinien des magnetischen Feldes. Für ein einquantiges Atom sind nur zwei Lagen, für ein n-quantiges $2n$-Lagen möglich, deren Winkel φ mit der Kraftrichtung des Feldes gegeben sind durch $\cos\varphi = \pm \frac{n'}{n}$, worin $n' = 1, 2, 3 \ldots n$ ist (Richtungsquantelung).

Ist das Feld aber inhomogen, so muß auf den Atommagneten eine ponderomotorische Kraft wirken, deren Größe sich aus der Inhomogenität des Feldes $\frac{\delta H}{\delta s}$ und dem magnetischen Atommoment m zusammensetzt, sofern die Inhomogenität mit der Richtung der Kraftlinien zusammenfällt. Handelt es sich hierbei um einquantige Atome, so werden die beiden möglichen Richtungen parallel und antiparallel den magnetischen Kraftlinien entsprechend die Atome teils mit, teils entgegengesetzt der Inhomogenität bewegt werden. Ein Strom vieler Atome wird demnach in zwei annähernd gleich starke Zweige geteilt werden.

Diese letzte Forderung der Theorie haben Gerlach und Stern (9) experimentell in folgender Weise bestätigt. Sie ließen einen feinen Strahl von Silberatomen parallel einem schneidenförmigen Pol eines Elektromagneten im höchsten Vakuum laufen und fingen ihn dann auf einer Platte auf. Entsprechend ihrem magnetischen Moment werden die Atome zunächst im Magnetfeld eingestellt und dann durch die auf die Atome wirkende Kraft in zwei Strahlen aufgespalten, sofern ihnen kein Hindernis entgegentritt, d. h. die Atome sich im höchsten Vakuum bewegen. Die Ausführung dieser Versuche durch die genannten Forscher ergab in der Tat die geforderte Aufspaltung. Nun läßt sich aus diesen Versuchen auch die Magnetonenzahl der Silberatome berechnen. Die Größe der Aufspaltung, die sich aus dem Niederschlag auf der Platte ermitteln läßt, hängt ab von der Kraft $m \cdot \frac{\delta H}{\delta s}$ und der Zeit, während der die Kraft auf die Atome wirkt. Diese ergibt sich aus den Wegstrecken, die die Atome im Magnetfelde zurücklegen und ihrer Geschwindigkeit, die O. Stern direkt unter gleichen Verhältnissen gemessen hat. So ergibt sich für das magnetische Moment des Silberatoms, bezogen auf das Mol als Mittel, aus zwei Versuchen $M = 5475$ Gauß-cm, was in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert $M = 5584$ Gauß-cm des Bohrschen Magnetons ist.

Was die Beziehung dieses Bohrschen Magnetons zum Weißschen anbetrifft, so läßt sich darauf hinweisen, daß das Weißsche fast genau $^1/_5$ des Bohrschen ist. Nennen wir die Zahl der Weißschen Magnetonen m_W im Mol i, die ohne Rücksicht auf die Richtungsquantelung gewonnene scheinbare Zahl der Bohrschen Magnetonen (m_B) im Mol k, das gemessene magnetische Moment des Mols m_0, so ist:

$$m_0 = i m_W = k \cdot m_B, \text{ worin } k = \frac{i}{5} \text{ ist.}$$

Die wahre Bohrsche Magnetonenzahl n ist dann:

$$n = \frac{k}{\sqrt{3\cos^2\varphi}}, \text{ oder es ist } k = \sqrt{\frac{1}{2}(n+1)(2n+1)}.$$

Die einfachsten Zahlenverhältnisse ergeben sich nach Pauli (10) bei Gasen, von denen Sauerstoff und Stickoxyd untersucht und als paramagnetisch befunden wurden. Für Sauerstoff ergibt sich $i = 14{,}12$ und für NO $i = 9{,}2$ Weißsche Magnetonen. Hiernach ist für Sauerstoff $k = 2{,}8$ und für Stickoxyd $k = 1{,}8$. Aus obiger Formel erhält man für die wahren Bohrschen Quantenzahlen $n = 1$ und 2 die Werte $k = 1{,}73$ bzw. $2{,}74$, die völlig mit den experimentell gefundenen Werten übereinstimmen. Hieraus kann man schließen, daß das O_2-Molekül zwei Bohrsche Magnetonen und das NO-Molekül ein solches enthält.

Gleiche Übereinstimmung ergibt sich nach Cabrera (11), Gerlach (1) und Sommerfeld (12) aus den Messungen an den in Tab. 1 nach Gerlach (1) zusammengestellten Stoffen:

Tabelle 1. Weißsche und Bohrsche Magnetonenzahlen einiger Stoffe. (Nach Gerlach [1].)

Stoff	NO, Pd, Pt, Cu″, Ti″	O_2	Br‴, MnO_2	Br″, Co″, Mn_2O_3	Mn″, Fe‴, MnO
$i =$	9	14	19	24	29
$\frac{i}{5} = k_{beob}$	1,8	2,8	3,8	4,8	5,8
$n =$	1	2	3	4	5
$k_{ber} =$	1,73	2,74	3,74	4,75	5,75

Hier sind die Werte i aus den Messungen gewonnen und dann aus $\frac{i}{5} = k_{beob}$ erhalten,

während k_{ber} aus den zugehörigen n-Werten, den angenommenen wahren Bohrschen Magnetonzahlen nach obiger Formel berechnet ist. Die Ergebnisse der Messungen, die zum Weißschen Magneton führten, stehen also in enger Beziehung zu den Forderungen der Quantentheorie und zwar scheint die Richtungsquantelung den Weg zu weisen, wie die Weißschen Magnetonenzahlen in die wahren Bohrschen Werte umzurechnen sind.

Welchen Einfluß dieses magnetische Moment auf optische, speziell magnetooptische Erscheinungen ausübt, läßt sich noch nicht genau sagen. So viel aber ist sicher, daß auch die magnetooptischen Fragen, wie sie sich beim Zeemaneffekt oder bei dem Effekt, den Gregoroff und Georgiewsk zuerst gefunden haben, oder bei dem Steubingschen oder dem Cotton-Moutoneffekt ergaben, mit zur Aufklärung des magnetischen Problems beitragen werden.

A. Wenzel.

Literaturübersicht.

1. Siehe die Fußnote auf S. 52.
2. A. Einstein und de Haas, Verh. d. deutsch. phys. Ges. 17. 157, 203, 420 (1915); 18. 173 (1916).
3. S. J. Burnett, Phys. Zeitschr. 24. 14. 1923.
4. Vgl. A. Einstein u. de Haas (4).
5. E. Beck, Ann. d. Phys. 60. 109. 1919.
6. J. A. Stewart, Physical Rev. 11. 100. 1918.
7. P. Weiß, Verh. d. deutsch. Phys. Ges. 73. 718. 1911 u. Arch. f. Elektrotechnik 2. 1. 1913.
8. A. Sommerfeld, Annalen der Phys. 70. 32. 1923.
9. O. Stern, Zeitschr. f. Phys. 7. 249. 1921; W. Gerlach u. O. Stern, ebenda 8. 110. 1921; 9. 349 u. 353. 1922.
10. W. Pauli, Phys. Zeitschr. 21 615. 1920.
11. W. Cabrera, Journ. d. Physik. 3. 443. 1922
12. A. Sommerfeld, Zeitschr. f. Phys. 19. 221. 1923.

5. Technik und mechanische Praxis.

Die Kolloide in Natur und Technik. Die Kolloidchemie erweist sich andauernd als ein besonders lebensfrischer Zweig der ganzen Chemie. Ihr immer bestimmter sich herausarbeitendes Begriffssystem, ihre immer klarer auftretenden Anschauungen lassen viele physikalische, chemische und physiologische Vorgänge in neuem Lichte erscheinen. Zu großem Vorteil gereicht ihr, daß das innige Hand-in-Hand-Gehen von Wissenschaft und Technik, das sich bei uns für die Gesamtchemie allmählich herausgebildet hat, für sie von vornherein etwas Gegebenes ist. In wie hohem Grade kolloide Gebilde und Vorgänge in der Natur und in der chemischen Technik verbreitet sind und dort eine maßgebende Rolle spielen, zeigte sich neuerdings besonders auf der Gründungstagung der Kolloidgesellschaft (vgl. *ds. Ztschr. 36, 282*). Das dort in den zahlreichen Vorträgen der verschiedensten Vertreter von Wissenschaft und Technik entworfene, farbenreiche Bild, das in dem Sonderheft 5 der Kolloidzeitschrift, Bd. 31, 1922, unter dem Titel „Kolloidchemie der Gegenwart" (1) festgehalten ist (vgl. *ds. Ztschr. 36, 280b*), wird durch mehrere neuere Arbeiten noch ergänzt, von denen hervorgehoben seien: „Kolloide in der Technik" (2), bearbeitet von Raphael Ed. Liesegang, Frankfurt a. M. (*Bd. IX der „Wissenschaftl. Forschungsberichte" Dresden, Th. Steinkopff, 1923*), „Die Bedeutung der Kolloide für die Technik" (3), allgemein verständlich dargestellt von Kurt Arndt, Charlottenburg (Dresden, Th. Steinkopff, 1921), „Grundbegriffe der Kolloidchemie und ihre Anwendung in Biologie und Medizin", einführende Vorlesungen von H. Handovsky, Göttingen (Berlin, J. Springer, 1923); wertvolle kolloidchemische Originalaufsätze bringt außer der Kolloidzeitschrift von Wolfgang Ostwald auch die Ztschr. f. angew. Chemie, während in den akademischen Lehrbüchern der Chemie die Behandlung der Kolloidchemie hinsichtlich Umfang und Durchsichtigkeit der Darstellung noch etwas ungleich ist. Im Nachfolgenden soll, hauptsächlich auf Grund der genannten Veröffentlichungen, von den Kolloiden in der Natur und Technik die Rede sein, mit besonderem Hinblick auf das, was auch im Unterricht gelegentliche Verwendung finden könnte.

Vorweg sei bemerkt, daß es sich bei der Kennzeichnung kolloider Gebilde, bei der Gegenüberstellung der „Kristalloide" und „Kolloide" Grahams nicht um verschiedene Stoffklassen, sondern um verschiedene Zustände der Stoffe handelt, was beiläufig in den Schullehrbüchern nicht immer deutlich zum Ausdruck gelangt. (So gibt V. Kohlschütter seinen „Vorlesungen über Kolloidchemie" [Leipzig, Teubner] den Obertitel „Die Erscheinungsformen der Materie", ähnlich nennt Wolfgang Ostwald seine „Einführung in die moderne Kolloidchemie" [Dresden, Steinkopff] „Die Welt der vernachlässigten Dimensionen".) Denn derselbe Stoff, der kristallinisch auftritt, kann in unzähligen Fällen auch im kolloiden Zustande dargestellt werden. Entscheidend ist in erster Linie die Teilchengröße — die man in die Grenzen 0,1 μ bis 1 $\mu\mu$ einzuschließen pflegt — des zerteilten Stoffes (der „dispersen Phase"), der in einem bestimmten Einbettungsmittel (dem „Dispersionsmittel") verteilt ist, z. B. die aus verdünnter Wasserglaslösung abgeschied ne Kieselsäure. Sind derartige Teilchen eines flüssigen Stoffes in einem flüssigen Dispersionsmittel verteilt, so haben wir die bei weitem wichtigste und verbreitetste Art der Kolloide, ein „Emulsionskolloid" (oder kurz „Emulsoid") vor uns, andernfalls, bei festem Kolloid in flüssiger Einbettung (z. B. elektrisch zerstäubtes Edelmetall in Wasser), ein „Suspensionskolloid" („Suspensoid"), — entsprechend den längst üblichen Benennungen Emulsionen und Suspensionen (bei „grob dispersen" Stoffen mit der Teilchengröße $> 0{,}1\ \mu$), für die man, sehr zweckmäßig, die deutschen Benennungen Milche und Aufschlämmungen vorgeschlagen hat. Graham, der bereits ziemlich tief in das von ihm betretene Gebiet eindrang, muß sich wohl der Tragweite seiner Forschungsergebnisse bewußt gewesen sein. Davon zeugt das Wort, das

er über die beiden von ihm aufgestellten Stoffklassen prägte: „Sie erscheinen wie verschiedene Welten der Materie". Stammen doch von ihm auch die Benennungen „Sol" — für eine kolloide Lösung, d. h. Scheinlösung, im Gegensatz zur echten Lösung, der solutio — sowie „Hydrosol" und „Alkosol", je nachdem Wasser oder Alkohol das Einbettungsmittel ist (jetzt faßt man alle kolloiden Lösungen mit einem organischen Dispersionsmittel als „Organosole" zusammen); desgleichen der Ausdruck „Gel" für das in den gallertigen Zustand übergeführte Sol. Ebenso hatte GRAHAM schon die instabile Natur der kolloiden Lösungen erkannt, wie z. B. das Kieselsäure-Sol dem Kieselsäure-Gel, bis hin zur glasigen Erstarrung zustrebt, und kennzeichnete diese Zustandsänderung, diese kontinuierliche Koagulation als eine „fortgesetzte Metastase".

Es ist erstaunlich, in wie hohem Maße man jetzt, wo der Blick intensiver auf diese Dinge eingestellt ist, allenthalben das Vorhandensein kolloider Zustände erkennt. In der anorganischen wie in der organischen Natur spielen Kolloide eine bedeutsame Rolle. Im Erdboden wie auch in den Senkungen des Meeresbodens haben wir eine Fülle kolloiden Materials (Beispiel: Radiolarienschlamm), entsprechend aber auch in den Süßwasseransammlungen. Zeugnisse dafür sind die umfangreichen Ablagerungen kolloider Tone, mergeliger und hartgeliger Kieselsedimente, sowie die verbreiteten Brauneisenerzlager. „Sedimentpetrographie kann grundsätzlich ohne Kolloidchemie nicht betrieben werden" [F. RINNE, vgl. oben (1)]. Unter den Halbedelsteinen ist besonders der Opal als Kolloid und zwar als Gel anzusehen, wie überhaupt die Gele unter den Mineralien in der Oxydationszone der Erzlagerstätten, als typische Erzeugnisse der normalen Verwitterungsvorgänge weit verbreitet sind. Hierher gehört neben dem Manganerz Psilomelan (auch schwarzer Glaskopf genannt) auch das Kaolin. Nach F. Cornu verteilen sich die Gele des Mineralreichs auf die Gruppen der Hydroxyde, der Sulfate, der wasserhaltigen Phosphate, Arsenate, Antimonate und Silikate, fehlen dagegen ganz in den Gruppen der Sulfide, Karbonate und wasserfreien Silikate (3). Um nur ein Beispiel dafür anzuführen, wie dieselbe chemische Verbindung sowohl kolloid wie auch kristallin auftreten kann, sei das für die Alumingewinnung hochwichtige Aluminhydroxyd, der Bauxit erwähnt; F. Klockmann nennt ihn in seinem ausgezeichneten Lehrbuch der Mineralogie (Stuttgart, Enke) „das Gel der Hydrargillitsubstanz"; der Hydrargillit, $Al_2O_3 \cdot 3H_2O$, kristallisiert monoklin. Zur Erklärung der konzentrischen Ringe im Achat und Onyx dienen die von Raphael Liesegang in kolloiden Lösungen erzeugten, nach ihm benannten „Liesegangschen Ringe", die von Wilhelm Ostwald als „rhythmische Fällungen" gedeutet wurden (2). Welche Rolle Kolloide bei umfassenden geologischen Vorgängen spielen, wurde von R. Liesegang in einem besonderen Buch „Geologische Diffusionen" (vgl. *ds. Ztschr. 28, 289*) näher dargelegt. — Von Kolloiden in der Ackererde seien genannt Eisenhydroxyd, amorphe Silikate, die Humussubstanzen; nichtkolloide Bestandteile sind Quarz, die Bruchstücke kristalliner Silikate, die einfachen Salze wie Chloride, Sulfate, Phosphate, kohlensaurer Kalk.

Noch weit umfassender sind Bedeutung und Vorkommen der Kolloide in der organischen Natur. Die leimähnlichen Substanzen mögen zuerst genannt werden, da von ihnen der Name hergenommen wurde. Vor allem aber sind die meisten Säfte der pflanzlichen wie der tierischen Organismen kolloider Natur, so das Blutserum, die Lymphe, Abscheidungen von Drüsen, die Eiweißstoffe überhaupt, also auch das pflanzliche und tierische Protoplasma. „Das komplizierteste aller auf Erden existierenden kolloiden Gebilde ist der Mensch" begann H. Schade (Kiel) seinen Vortrag auf der erwähnten Gründungsversammlung „Über Kolloidchemie und innere Medizin"(1), aus dem noch der Ausspruch erwähnt sei: „Seit jenen Tagen, wo die Einführung des Mikroskops die Zellenlehre anbahnte, ist dem Krankheitsverstehen keine Befruchtung von solcher Tiefe und Weite zuteil geworden, wie sie heute die Kolloidchemie in die sämtlichen Gebiete der Medizin hineinträgt."

Wie in der gesamten Entwicklung der Chemie und Physik die Empirie, die handwerksmäßige und gewerbliche Praxis dem theoretischen Erkennen voranging, so sind auch in der Technik seit langem zahlreiche kolloidchemische Verfahren ausgebildet worden. Erst jetzt wurden viele dieser Vorgänge im richtigen wissenschaftlichen Lichte erkannt, wodurch wiederum die Technik große Förderung erfuhr.

In der Keramik wird von alters her mit kolloidchemischen Vorgängen gearbeitet. So wird beim Herstellen der Mischung aus Kaolin und den Magermitteln Feldspat und Quarz die Gelbildung benutzt, um die Masse plastischer zu machen. Trotz feinster Zerteilung und langer Schlämmung kann die Masse noch nicht verarbeitet werden, sondern muß noch monatelang lagern, wobei eine Art Fäulnis der miteingeführten organischen Stoffe stattfindet. Nach Rohland beruht der Erfolg darauf, daß sich ein Kolloid bildet, das unter dem Einfluß des vorhandenen Alkalis peptisiert wird. Die saure Gärung der organischen Substanzen führt zur Bindung des Alkalis und damit zum Gerinnen der kolloiden Lösung (3). Der Ausdruck Peptisation, die Umwandlung eines Gels in ein Sol, die besonders leicht durch Einwirkung eines Elektrolyten vor sich geht, stammt auch schon von Graham.

Auch beim Zement, sowohl bei seiner ersten Bindung wie bei der Erhärtung haben wir es mit der vereinten Wirkung von kolloiden und kristallinischen Substanzen zu tun. Die Nacherhärtung beruht nach W. MICHAELIS auf der allmählichen Abgabe des Quellungswassers, der fortschreitenden Verhärtung der Kolloide, der „Bindung von Wasser als Kristallwasser" und dem fortschreitenden Auskristallisieren von Kalk-

hydrat (3). Im Unterricht wird man, nach Ansicht des Referenten, neben der Kolloidbildung besonderes Gewicht auf die Aufnahme von Kristallwasser legen, weil hierdurch eine zweckmäßige Parallele mit der Erhärtung beim gebrannten Gips hergestellt wird (vgl. *„Zement und Beton im Unterricht“, ds. Ztschr. 28, 233*).

Der Leim ist eins der ausgeprägtesten kolloiden Gebilde. Die Theorie, daß seine Klebkraft auf der gänzlichen Entfernung von Luft und somit hauptsächlich auf der Wirkung des Luftdruckes beruhe, ist verlassen. In Wirklichkeit ist die Klebkraft sehr viel mal so groß, sie beträgt für guten Tischlerleim bis zu 150 kg auf 1 cm². Wir müssen also hier dem zarten kolloiden Zellenbau eine sehr große Festigkeit zusprechen.

Die Färbung der Gespinstfasern ist in besonderem Maße mit kolloidchemischen Vorgängen verknüpft. Die früheren, aus der Praxis abgeleiteten Färbetheorien, die schon beinahe abgeschlossen schienen, sind durch die neueren Untersuchungen, die sich mit Hilfe der Ultramikroskopie und des Röntgenspektrums nicht nur auf die Natur der Farbstofflösungen, sondern auch auf die der pflanzlichen und tierischen Faser erstreckten, wesentlich modifiziert worden. So gab, nach Untersuchungen von P. Scherrer, R. Herzog, W. Jancke, die Baumwollfaser, bekanntlich fast reine Zellulose, ein Röntgenspektrum mit ausgeprägten Linien, woraus sich ein kristalliner Aufbau ergibt; weniger ausgeprägt ist das Linienspektrum bei der Seide. Wolle erwies sich als amorph (2). Immerhin ist aber bei der Baumwolle, die man öfter als kolloiden Körper bezeichnet findet, die Oberfläche im Verhältnis zur Masse noch so stark entwickelt, daß ihre kapillaren Fähigkeiten noch sehr erheblich sind. Nach einer häufig zutreffenden Regel ist das Adsorptionsvermögen kristalliner Stoffe geringer als das amorpher; so erklärt sich, daß die amorphe Wolle eine so erhebliche Zahl von Farbstoffen zu adsorbieren vermag. Andrerseits konnte L. Michaelis mittels des Ultramikroskops etliche Farbstofflösungen als kolloid nachweisen, so Karmin, Naphtholgelb, Violettschwarz, Anilinblau u. a. in wässeriger, Scharlach in alkoholischer Lösung usw. (3). Im Anschluß an die botanische Terminologie bezeichnet R. Haller eine Anlagerung des Farbstoffes ausschließlich an die Oberfläche als Appositionsfärbung, diejenige ins Innere der Faser, wie man sie bei der amorphen Wolle häufiger findet, als Intussuszeptionsfärbung. Beide Arten und ihre Übergänge hat er durch mikroskopische und ultramikroskopische Beobachtung feststellen können (2). Weitere interessante Resultate der Forschung sind besonders aus dem oben erwähnten Buche von R. E. Liesegang zu ersehen.

Auf die Wiedergabe weiterer Ergebnisse der Kolloidforschung hinsichtlich Gerberei, Seifensiederei, Schwimmverfahren der Erzaufbereitung u. v. a. müssen wir in dem engen Rahmen dieses Berichtes leider verzichten. Aus dem Gesagten geht aber wohl schon hervor, daß es an der Zeit ist, den kolloidchemischen Erscheinungen auch im chemischen Unterricht mehr Beachtung zu schenken. Auch der physikalische Unterricht ist an der großen, von der neueren Kolloidchemie geleisteten Förderung unserer Anschauungen über die nähere Natur der Adsorption, über die Stoffzerteilungsstufen bis hin zur Molekel, über die Osmose u. a. erheblich interessiert. Daß wir bei dem noch lebhaften Hin- und Herwogen der Meinungen, bei der Spannung, die teilweise zwischen der Kolloidchemie und der klassischen Chemie besteht, nur wirklich Feststehendes und Abgeklärtes bringen dürfen, braucht hier nicht näher begründet zu werden. Aber davon vermag die heutige Kolloidchemie bereits übergenug darzubieten. *O. Ohmann.*

Wärmewirtschaftliche Behandlung von Gaskoks. Patent der Schweizer Maschinenfabrik Gebr. Sulzer A.G. in Winterthur. Bei der Gewinnung des Kokses aus den Gaserzeugungsöfen der Gasanstalten wurde bisher der glühende Koks, dessen Temperatur 900° bis 1100° beträgt, durch Aufbringen von kaltem Wasser abgelöscht. Die mit dem entwickelten Wasserdampf verloren gehenden Wärmemengen sind sehr beträchtlich. Sie belaufen sich für 1 kg Koks von 1000° auf rund 440 W.E. Da in Deutschland etwa 30 Mill. t Koks jährlich erzeugt werden, so ergibt sich, daß etwa 1 Milliarde Pferdekraftstunden durch Löschen des Kokses mit Wasser ungenutzt bleibt. Weitere Verluste entstehen durch die Verschlechterung der Qualität des Kokses, der brüchig wird und leicht zerfällt, sowie bei der Verbrennung des Kokses durch die Verdampfung des darin enthaltenen Wassers.

Man ist deshalb auf eine „trockene Kokskühlung“ bedacht gewesen, die sich bereits aufs beste bewährt hat. Der aus den Öfen entfallende glühende Koks wird mittels einer besonderen Transportvorrichtung in einen schachtförmigen, luftdicht verschlossenen Behälter eingefüllt, an den ein Dampfkessel angebaut ist. Durch einen Ventilator wird heißes, hauptsächlich aus Kohlendioxyd bestehendes Gas im Kreislauf innerhalb der Anlage herumgetrieben und gibt die aus dem Koks aufgenommene Wärme an den Dampfkessel ab. Die Umlaufsgeschwindigkeit des Heizgases kann in der Weise geregelt werden, daß die dem Kessel zugeführte Wärmemenge bei abnehmender Gastemperatur ungefähr gleich groß bleibt. Das Kesselspeisewasser und die Heizgase bewegen sich nach dem Gegenstromprinzip. Der Koks wird auf diese Weise bis etwa 250° abgekühlt und in entsprechenden Zwischenräumen aus dem Behälter abgelassen. Die erste Anlage dieser Art wurde vor etwa zwei Jahren von der genannten Fabrik auf dem Gaswerk der Stadt Zürich errichtet. Für Deutschland werden derartige Anlagen von der Deutschen Ofenbaugesellschaft in Leipzig gebaut.

Neu erschienene Bücher und Schriften.

Entwicklungsgeschichte der modernen Physik. Zugleich eine Übersicht ihrer Tatsachen, Gesetze und Theorien. Von Felix Auerbach. Mit 115 Abbildungen. 344 S. Berlin, Julius Springer, 1923. 8.— Goldmark / 2 Dollar; geb. 10.— Goldmark / 2.30 Dollar.

Das Buch steht in einer Reihe mit den Büchern von Bavink *(d. Zeitschr. 35, 94)* und von Exner *(d. Zeitschr. 36, 133)*. Während aber das erste für einen weiteren Kreis Gebildeter, das zweite für Studierende bestimmt ist, dürfte das vorliegende, obwohl aus Vorlesungen hervorgegangen, doch vorwiegend für solche Leser geeignet sein, die in der Physik zu Hause und etwa auf einem Spezialgebiet selbst tätig sind, aber sich über den Stand der Wissenschaft in ihrer Gesamtheit unterrichten wollen, ohne zu umfangreichen Kompendien zu greifen. Auch für den Lehrer der Physik wird das Buch von Interesse sein, wenn es auch keine eigentlichen Begründungen, sondern im wesentlichen nur eine Übersicht über „Tatsachen, Gesetze und Theorien" bietet. Der oben angegebene Untertitel kennzeichnet auch am besten den Inhalt des Buches. Eine Entwicklungsgeschichte wird nur im zweiten, kleineren Teil des Buches geboten, der auf wenig mehr als 100 Seiten eine sehr inhaltreiche gedrängte Zusammenstellung von Material aus allen Einzelabschnitten der Physik in klarer Gliederung und oft recht glücklicher Formulierung enthält. Der allgemeine erste Teil (S. 1—194) behandelt einige der bedeutsamsten Probleme der Physik unter dem Gesichtspunkte der Vergleichung der verschiedenen damit zusammenhängenden Gebiete, wodurch ein höherer Standpunkt für die Beurteilung gewonnen wird. Die einzelnen Kapitel betreffen die Konstitution der Materie, die Bewegung, besonders Schwingungsbewegung, dann Wellenbewegung nebst Fernwirkung und Feldtheorie, Leitung, Strahlung und Strahlungsgesetze, Spektrum und Materie, Zustandslehre, Relativitätstheorie, letztere allerdings in einer überaus konzentrierten Darbietung. Neben ihr stehen in der ersten Reihe die Elektronen-, Quanten- und Korntheorie, einander mehr oder weniger durchdringend, was am deutlichsten in einer Sommerfeldschen Gleichung für die Umlaufsgeschwindigkeit des Wasserstoffelektrons zum Ausdruck kommt, in der Größen aus allen vier Theorien vereinigt sind, so daß doch die Einheitlichkeit des Weltbildes erhalten erscheint und der Physik ihre „königliche Stellung im Reiche wissenschaftlicher Geistestätigkeit" gewahrt bleibt. Dem Verfasser gebührt Dank dafür, daß er das ganze Gebiet einer einheitlichen Betrachtung unterzogen und in aller scheinbaren Zersplitterung das einigende Band aufgewiesen hat. *P.*

Lehrbuch der Physik. Von E. Riecke. Zu eigenem Studium und zum Gebrauche bei Vorlesungen herausgegeben von Prof. Dr. Ernst Lecher. 7. verbesserte und vermehrte Auflage. Mit 458 Figuren im Text. Berlin und Leipzig, Walter de Gruyter u. Co., 1923. Bd. I. 656 S. G.-Z. 12,6.

Von der 1. Auflage wurde in dieser Zeitschrift (10, 208; 1897) gesagt: Das Werk trage den Stempel einer Persönlichkeit, in derem Geiste der ganze Stoff gleichsam flüssig geworden und umgeschmolzen worden sei . . . Der Verfasser beherrsche die theoretische und die experimentelle Seite der Physik in gleichem Maße; demgemäß seien die Beziehungen zwischen beiden mit einer Vollkommenheit zur Darstellung gelangt, wie sie zuvor noch nicht erreicht worden sei. Diesem Vorzug hat das Buch es wohl zu danken, daß es noch heute nicht veraltet ist. Meister Lecher hat schon in der vorigen Auflage (vgl. *ds. Zeitschr. 33, 31*) die nötigen Änderungen und Ergänzungen angebracht, so daß es als ein ganz modernes Buch gelten konnte. Die jetzt vorliegende Auflage bringt nur eine grundsätzliche Neuerung, sie arbeitet von Anfang an mit den Grundbegriffen der Infinitesimalrechnung, was auch der Gesamtanlage des Buches durchaus entspricht und gewiß im Sinne des verewigten Verfassers ist. Auch ist in die Lehre vom Licht, anschließend an Michelsons Versuch, ein kurzer Abschnitt über die Relativitätstheorie eingefügt, mehr eine Übersicht als eine Einführung und mit einer von Skepsis nicht ganz freien Stellungnahme. *P.*

Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus. Von Professor Dr. L. Graetz. Bd. III. Lieferung 4. XII u. 350 S. Leipzig 1923, Joh. Ambros. Barth. G.Z. 48.

Die Röntgenstrahlen. Von P. Cermak. S.-A. aus dem vorstehenden Handbuch. 130 S. 112 Abbildungen. G.Z. 4, geb. 6.

Mit der vorliegenden 4. Lieferung ist der dritte Band dieses von uns mehrfach besprochenen vorzüglichen Nachschlagewerkes zum Abschluß gebracht. Diese Lieferung umfaßt drei Abschnitte, und zwar zunächst die „elektrolytische Leitung" von L. Holborn. Der Verf., durch seine Arbeit an der Phys. Techn. Reichsanstalt auf diesem Gebiete wohl bewandert, bringt in knapper Form (60 S.) eine vollständige Übersicht der wichtigsten Erscheinungen und zwar zunächst der Meßmethoden, sodann der Ergebnisse für wässerige Lösungen, nichtwässerige Lösungen, geschmolzene Salze und feste Elektrolyte. Eine kurze Betrachtung über Isolatoren, deren Leitung meist elektrolytischer Natur sein dürfte, bildet den Abschluß.

Der zweite, der regen Arbeit auf diesem Gebiete entsprechend umfangreichere Abschnitt aus der Feder von G. Gehlhoff behandelt „die Leitung und Ionisierung in verdünnten Gasen". Auch hier folgt allgemeineren Teilen (Meßmethoden, allgemeiner Verlauf, Potentialverteilung) eine Reihe von Sonderabschnitten, über die positive Lichtsäule, die Entladung an der

Kathode und die Theorie des Glimmstroms; auch die neuerdings in die Praxis mehr und mehr eindringende Glimmlampe wird gewürdigt.

Besonderes Interesse dürfte der letzte Abschnitt „Die Röntgenstrahlen" von P. Cermak finden. Handelt es sich doch hier um das zur Zeit wohl am meisten bearbeitete Forschungsgebiet der Physik. Die Arbeit wird gerade auch in Deutschland vielen willkommen sein, da wir in den letzten Jahren zwar eine Fülle von Einzelarbeiten, aber keine zusammenfassende Darstellung, etwa im Sinne des stark überholten Buches von Pohl aufzuweisen haben. Naturgemäß tritt die anderweitig mehrfach behandelte technische Seite des Gegenstandes gegen die physikalische hier mehr zurück; nur die Entwicklung der Röntgenröhren ist dargestellt. Nach einer kurzen historischen Übersicht bespricht Verf. die Beugung der Röntgenstrahlen, ferner die durch die Strahlen hervorgerufene ionisierende, die chemische und die biologische Wirkung, um sodann die Haupttypen, nämlich die Bremsstrahlung, also das kontinuierliche Spektrum, und die charakteristische Strahlung mit ihren eigentümlichen Frequenzgesetzen zu behandeln. Es folgen dann zwei Abschnitte über die Absorption und die sekundäre Elektronenstrahlung. Der Verf. schließt mit dem die Situation bezeichnenden Bekenntnis, daß wir zur Zeit noch keine Theorie der Röntgenstrahlung haben, die alle Eigenschaften der Bremsstrahlung und der charakteristischen Strahlung restlos zu deuten vermöchte, vielmehr einerseits die elektromagnetische Lichttheorie, andererseits die Bohrsche Atomtheorie in Verbindung mit der Quantentheorie heranziehen müssen. Aber die reiche praktische und theoretische Erforschung des ganzen Gebietes läßt erhoffen, daß in wenigen Jahren eine einheitliche Deutung aller Erscheinungsformen möglich sein wird.

Wie in der Überschrift angegeben, ist der Abschnitt von Cermak auch als Sonderausgabe erschienen. *Sp.*

Lehrbuch der Radioaktivität. Von Georg von Hevesy und Fritz Paneth. Mit 36 Abbildungen im Text und auf 3 Tafeln. Leipzig, Joh. Ambr. Barth, 1923, X. + 213 S. GZ. 5,7. geb. 6,9 M.

Da die großen Lehrbücher der Radiochemie meist überholt und die kleineren bis auf Fajans Büchlein (Sammlung Vieweg, 4. Aufl. 1922) zu knapp oder zu speziell sind, kam man bei Anfragen nach einem umfassenden, einfachen und nicht zu umfangreichen Lehrbuch der Radiochemie in Verlegenheit. Dieser Übelstand ist nun auf das glücklichste behoben, denn das Buch der beiden bekannten jüngeren Forscher entspricht allen Forderungen aufs beste. Es behandelt auf etwa 200 Seiten eine ungeheure Fülle von Einzeltatsachen so klar und dabei so knapp, daß nur der Eingeweihte die bei der Darstellung überwundenen Schwierigkeiten sieht. Der Kreis ist nicht zu eng gezogen: die nicht offensichtlich auf Radioaktivität beruhende Isotopie wird mit der radioaktiven durchaus paritätisch behandelt. Als selbstverständlich sei bemerkt, daß man auch sonst die modernen Anschauungen über den Atombau vollständig, wenn auch kurz behandelt findet. Charakteristisch ist, daß die Verfasser nicht die Irrwege der ersten Jahre der Forschung nachgehen, sondern alles Historische ebenso wie alles auf die Gewinnung der Radioelemente bezügliche zum Schluß in zwei Kapiteln behandeln. Dadurch gewinnt die Darstellung sehr an Durchsichtigkeit, und historisch Interessierte können sich doch darüber orientieren, wie merkwürdig die Entstehungsweise des jetzt wie aus einem Guß dastehenden Baus gewesen ist, wie fast jede radioaktive Entdeckung aus einem gröblichen Fehlschluß hervorging. *W. Roth, Braunschweig.*

Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. Herausgegeben von der Schriftleitung der „Naturwissenschaften". Mit 38 Abbildungen. Band II. 252 S. Berlin, Julius Springer, 1923. 8.— Goldmark / 2 Dollar; geb. 9.50 Goldmark / 2.30 Dollar.

Der rastlos tätige Herausgeber der Naturwissenschaften, Arnold Berliner, legt hier schon den 2. Band des verdienstvollen Unternehmens vor (vgl. *ds. Ztschr. 36. 209*). Wieder ist es ihm gelungen, Forscher ersten Ranges zur Mitarbeit heranzuziehen. Der Band enthält folgende Abhandlungen: Die Bewegungen der Gestirne (J. Hopmann), Entwicklung und Stand der Polarforschung (G. Schnauder), Das Milchstraßensystem (A. Kopff), Die Polhöhenschwankungen (B. Wanach). Erzeugung und Messung tiefer Temperaturen (F. Henning), Quantenhafter Energieaustausch bei Zusammenstößen von Atomen und Molekülen (J. Franck), Magnetismus und Atombau (W. Gerlach), Fortschritte beim Zeemaneffekt (A. Landé), Über das Element 72 Hafnim (F. Paneth), Kaltstreckung und Verfestigung (M. Polanyi). Man vgl. auch die Berichte in diesem Heft der Zeitschr. S. 50 und S. 52. *P.*

Kristalle und Röntgenstrahlen. Von P. P. Ewald. Mit 189 Abbildungen. (Naturwissenschaftliche Monographien und Lehrbücher, 6. Bd.) 327 S. Berlin, Julius Springer, 1923. 25.— Goldmark / 6 Dollar; geb. 26.50 Goldm. / 6.35 Dollar.

Der Verfasser, Professor der theoretischen Physik an der T. H. Stuttgart, hat das ausgedehnte Forschungsgebiet in bewundernswerter Weise zu einem einheitlichen Ganzen verarbeitet, das sich durch Klarheit und Präzision auszeichnet, dabei aber sich nicht mit einer Zusammenstellung des Stoffes begnügt, sondern vor allem einen Einblick in die Methodik vermitteln will. In einleitenden Kapiteln werden die allgemeinen Grundlagen aus Atomlehre, Kristallographie und Strukturtheorie dargelegt, dann folgt eine physikalische Theorie der Röntgeninterferenzen, die drei experimentellen Verfahren zur Erzeugung der Kristallgitterinterferenzen von Laue, von Bragg und von Debye und Scherrer und ein vertiefter Ein-

blick in die Entstehung der Interferenzstrahlung, sowie eine Übersicht über die bisher erforschten Strukturen; dann eine Darstellung der Gittergeometrie mit Ausblicken auf die anzustrebende dynamische Erfassung der zunächst rein mathematischen Zusammenhänge; dann im besonderen ein Abschnitt über Ionengitter, Isomorphie und Mischkristalle. Weiterhin chemische Gesichtspunkte zur Deutung der Kristallstrukturen unter Beachtung der „Selbstauflösung" des Begriffs der Valenz; endlich Gitterkräfte und stoffliche Eigenschaften, d. h. Erklärung der stofflichen Eigenschaften der Kristalle auf der Grundlage der Gitterstruktur. Im Schlußwort wird darauf hingewiesen, daß es sich bei diesen Forschungen keineswegs um starre Gebilde handelt, sondern daß schon die Unregelmäßigkeiten in den Interferenzbildern auf beträchtliche Veränderlichkeit der Struktur hinweisen. „Die Ruhe und Starrheit eines Kristalls ist etwas Äußeres, Stoffliches, sein Inneres lebt" — ein Wort, das man geneigt sein wird auch auf das vorliegende Buch anzuwenden. *P.*

Materie, Elektrizität, Energie. Die Entwicklung der Atomistik in den letzten zehn Jahren. Von Dr. Walther Gerlach, a. o. Prof. a. d. Universität Frankfurt a. M. (Wissenschaftliche Forschungsberichte, herausgegeben von R. E. Liesegang; Bd. 7). 195 S. mit 68 Fig. Dresden und Leipzig, Theodor Steinkopff, 1923. GZ. 4.—.

Im Unterschiede von den zahlreichen mehr volkstümlichen Behandlungen des Gegenstandes bietet dieses Buch eine Darstellung, die zwar auch für den Fachphysiker, in erster Linie aber für den Naturwissenschaftler und Philosophen, somit auch für den Fachlehrer der Physik und Chemie bestimmt ist. Es bietet eine zusammenfassende Übersicht der seit 1914 gemachten Fortschritte auf diesem Gebiete und zwar in durchaus wissenschaftlicher Form, wobei auch die wichtigsten Grundlagen der Einzelprobleme erörtert werden. Es sind vornehmlich solche Fragen behandelt, die dem Verfasser als die bedeutungsvollsten und ausbaufähigsten erschienen sind. Gleichwohl ist der Inhalt überaus reich, vielgestaltig und eindringend. Besonders bevorzugt sind die spektroskopischen Forschungen im Zusammenhang mit dem Atommodell. Bemerkenswert ist namentlich auch das Schlußkapitel „Atomismus und Makrokosmos", worin die Anwendungen der neuesten spektroskopischen Erkenntnisse auf die Bestimmung der Temperatur der Fixsterne dargelegt werden (Theorie von Saha). Das Linienspektrum vermag Kunde von dem Temperaturzustand des emittierenden Atoms zu geben, der Ionisationszustand des Atoms ist maßgebend für das Auftreten oder Fehlen bestimmter Spektrallinien. Man kann hiernach die Temperatur der verschiedenen Spektralklassen der Fixsterne (vgl. Eddington, *d. Ztschr. 36, 140*) von 4000° bis 24000° festlegen. Das Fehlen der Natriumlinie in der Chromosphäre der Sonne erklärt sich daraus, daß bei dem dort herrschenden niedrigen Druck und der hohen Temperatur alle Natriumatome ionisiert sind; die D-linien müssen daher fehlen, während die Linien des Na^+ jenseits der ultravioletten Grenze liegen, die durch die Absorption in der Erdatmosphäre der Beobachtung gesteckt ist. *P.*

Die Atome. Von Jean Perrin. Mit Autorisation des Verfassers deutsch herausgegeben von Dr. A. Lottermoser. Dritte, erweiterte Auflage. Mit 16 Abbildungen. 215 S. Dresden und Leipzig, Theodor Steinkopff. Mk. 5.—.

Im Mittelpunkt des Buches steht die Bestimmung der Avogadroschen Konstanten, d. h. der Anzahl der in einem Grammolekül enthaltenen Moleküle, auf dem Wege der Untersuchung von Emulsionen (von Gummigutt oder Mastix in Wasser), deren Teilchen in genauer Analogie mit den viel kleineren Molekülen stehen und denselben Gesetzen folgen. Die Betrachtung des statistischen Gleichgewichts in einer vertikalen Säule einer solchen Emulsion führt zu der entscheidenden Bestimmung der Größe eines Gasmoleküls, die sich zu $2{,}7 \cdot 10^{-8}$ für Sauerstoff, $2{,}8 \cdot 10^{-8}$ für Stickstoff ergibt. Im Zusammenhange mit diesen Forschungen führt der Verfasser in das ganze weitverzweigte Gebiet der Atomenlehre ein, behandelt im besonderen auch die Brownsche Bewegung und deren Gesetze, die Theorie der Schwankungen nach v Smoluchowski, die Quantentheorie und deren Erweiterung, die atomistische Struktur der Elektrizität, den Auf- und Abbau der Atome.

Die erste Auflage des französischen Originals erschien 1912, die deutsche Übersetzung 1913. Daß von dieser nun schon eine dritte Auflage nötig geworden ist, ist gewiß ein Beweis dafür, daß das Buch Beifall gefunden hat. Sein Wert ist namentlich darin zu erblicken, daß es dem Gang der Forschung folgt und die Probleme geschickt heraushebt, die diesen Gang bestimmt haben. *P.*

Atomtheorie des festen Zustands (Dynamik der Kristallgitter). Von Max Born. 2. Auflage. Berlin und Leipzig, B. G. Teubner. 1923. 260 S. G.-Z. 2.85, geb. 3.65.

Das Buch ist aus der früheren Schrift des Verfassers über die „Dynamik der Kristallgitter" (1915) hervorgegangen und in die „Fortschritte der mathematischen Wissenschaften und Monographien", herausgegeben von Otto Blumenthal, eingeordnet. Da die eigentlichen festen Körper durchweg Kristalle oder aus solchen zusammengesetzte Aggregate sind, die Kristalle aber aus Atomen aufgebaute Raumgitter darstellen, so ist die moderne Atomtheorie des festen Zustands eine Dynamik der Kristallgitter. Es wird deshalb zuerst eine Statik und Kinematik des Kristallgitters gegeben und als einfachstes Beispiel das reguläre Diagonalgitter behandelt. Es folgt die Dynamik der Kristallgitter, vornehmlich freie Schwingungen, schnelle und langsame

(optische und akustische) Schwingungen usf.; dann die Optik mit den Beziehungen der Eigenfrequenzen zu anderen Kristalleigenschaften, dann die Thermodynamik, in der u. a. die Quantentheorie der Atomwärme und der Zustandsgleichung, sowie die freie Energie des Gitters, der Einfluß der Gitterstruktur auf die Atomwärme und die Begründung des von Grüneisen entdeckten Gesetzes, wonach der Quotient aus dem Ausdehnungskoeffizienten eines Metalls und seiner spezifische Wärme von der Temperatur nahezu unabhängig ist, behandelt werden. Ein Schlußabschnitt über elektromagnetische Gitterpotentiale entwickelt namentlich die Lehre von der Kohäsion auf Grund der elektrostatischen, dem Atom eigentümlichen Kräfte, vielfach auf die eigenen Forschungen des Verfassers gestützt, und zieht daraus die physikalischen und chemischen Folgerungen. Es schließt sich dann noch die Lehre von den elektromagnetischen Gitterpotentialen, der Hertzsche Vektor einer ebenen Welle, elektromagnetische Wechselwirkungen und Ausblicke auf Reflexion, Brechung und Röntgenstrahlen an. *P.*

Elektronen- und Ionenströme. Experimental-Vortrag bei der Jahresversammlung des Verbandes deutscher Elektrotechniker am 30. Mai 1922. Von Prof. Dr. J. Zenneck. Mit 41 Abbildungen. 48 S. Berlin, Julius Springer, 1923. 1.50 Goldmark / 0.35 Dollar.

Der Verfasser sagt selbst, daß ein Experimentalvortrag auf Papier sich zu dem im Hörsaal verhält wie eine Opernpartitur zur Oper. Gleichwohl hat dieses Schriftchen für jeden selbst des Experimentierens Kundigen einen besonderen Reiz, wie die Partitur für den Musikliebhaber. Anknüpfend an den Elektronenstrom im Hochvakuum (Edisoneffekt an Glühlampen) führt der Verfasser durch geschickt angeordnete Versuche in die Elektronenlehre ein, behandelt im besonderen kurz die Elektronenröhren und geht dann namentlich auf die Ionenströme in Gasen näher ein, wobei u. a. Naßionisierung, Ionisierungsfeldstärke, das Moorelicht, die Glimmlichtlampe, die Corone an Starkstromleitungen und die elektrische Entstaubung behandelt werden. Ein letzter Abschnitt bespricht die Rolle von Elektronen und Ionen bei der Bogenlampe und der Quecksilberdampflampe. Das Ganze einer der interessantesten Abschnitte aus der neueren Forschung. Man vgl. auch die in diesem Heft S. 49 wiedergegebenen Versuche. *P.*

Das Atom. Eine gemeinverständliche Darstellung der neueren Ergebnisse der physikalischen Strahlenforschung von Dr. Martin Weiser, Röntgenarzt und Privatdozent für Röntgenkunde an der Tierärztlichen Hochschule zu Dresden. Zweite Auflage. 64 S. Dresden, Emil Pahl, 1922. G.Z. 0,40.

Ein frisch und verständlich geschriebenes Büchlein, das sich bemüht, die wichtigsten Tatsachen und Errungenschaften der Atomlehre für Nichtfachleute übersichtlich zusammenzustellen. Bei der Auswahl des Stoffes verrät sich der Röntgenarzt, so ist das Kapitel über Röntgenröhren unverhältnismäßig ausführlich behandelt. Daß die Ausführungen in der Hauptsache der geschichtlichen Entwicklung der Atomforschung folgen und dabei von Irrtum zu Wahrheit vorwärts schreiten, dient sicher zur Steigerung des Interesses; die Figuren, meist skizzenhaft, aber geschickt nur das Wesentliche betonend, erleichtern allenthalben das Verständnis des Textes. Naturgemäß kann man an wissenschaftliche Strenge keine allzu hohen Anforderungen stellen und manche Schwierigkeit ist mehr überbrückt als beseitigt. So setzen z. B. die spektralanalytischen Darlegungen, insbesondere wo sie sich auf die Röntgenstrahlen beziehen, mehr Vorkenntnisse voraus, als sie bei dem Leserkreise, den der Verfasser sich wünscht, vorhanden sein dürften. Aber auch dem Physiker an höheren Schulen empfehle ich die Schrift in der Überzeugung, daß er aus der methodisch geschickten Art, moderne Forschungsergebnisse auf einem schwierigen Gebiete darzustellen, das eine oder andere lernen kann. *Martin Gebhardt. Dresden.*

Populäre wissenschaftliche Vorlesungen. Von Dr. Ernst Mach. 5. verm. und durchgesehene Auflage. Mit 77 Abbildungen im Text und 7 Tafeln. 628 S. Leipzig, Johann Ambrosius Barth, 1923. GZ. 10.

Diese neue von Dr. Ludwig Mach herausgegebene Auflage enthält zu den 26 älteren Stücken noch 7 weitere, die sämtlich bereits früher an verschiedenen Stellen veröffentlicht worden sind. Alle diese bis auf das erste (Allerlei Erfinder und Denker) sind auf die Beziehungen zwischen Physikalischem und Psychischem gerichtet; am tiefsten eindringend und die Grundüberzeugungen des Mach'schen Positivismus wiedergebend sind die beiden Aufsätze „Sinnliche Elemente und naturwissenschaftliche Begriffe“ (1910) und „Über den Zusammenhang zwischen Physik und Psychologie“ (1906). Die Verehrer Machs und im besonderen die Freunde seiner Philosophie werden diese Beiträge mit Dank aufnehmen. *P.*

Goethes und Schopenhauers Stellung in der Geschichte der Lehre von den Gesichtsempfindungen. Rektoratsrede, anläßlich der 340. Stiftungsfeier der Universität Würzburg gehalten in der Aula am 11. Mai 1922 von Dr. Karl Wessely, Professor der Augenheilkunde. 43 S. Berlin, Julius Springer, 1922. 1.— Goldmark / 0.25 Dollar.

Vielleicht ist es Ostwalds Verdienst, daß sich der Farbenlehre in neuerer Zeit wieder das Interesse weiterer Kreise zugewendet hat. Ostwalds gemeinverständliche Schriften sind weit verbreitet und so schlug wohl sein Werk „Goethe, Schopenhauer und die Farbenlehre“ für viele Gebildete wieder die Brücke zu Goethe und Schopenhauer. Doch gibt es wohl genug Physiker, die Goethes Farbenlehre nicht gelesen, geschweige denn studiert haben. Ihnen kann

ich nur dringend raten, Wesselys Rede zur Hand zu nehmen, die zu dem besten gehört, was neuerdings in gedrängter Kürze über Kern und Inhalt der Schriften Goethes und Schopenhauers von dem, was sie Farben nennen, gesagt worden ist.

Durchaus zutreffend ist, daß man beide Wahrheitssucher nur dann richtig verstehen kann, wenn man sie abwechselnd vom Standpunkte der modernen und der zeitgenössischen Wissenschaft bewertet. Man muß Newton und Thomas Young ebenso kennen, wie Helmholtz und Ewald Hering und darf auch an Kant nicht achtlos vorübergehen. Zweifellos sind die Goetheschen Lehren für den Physiker endgiltig erledigt, unsterblich lebendig aber sind sie in der Physiologie geblieben. Goethe überholt in manchem selbst Helmholtz und nähert sich den großen Grundgedanken Ewald Herings. Es ist ein Genuß, bei Wessely zu lesen, was er über Goethes physiologische Farben, über seine klassischen Schilderungen der farbigen Schatten, über „geforderte“ Farben, über die „Taten und Leiden“ des Auges und des Lichtes schreibt. Viel kann der Physiker hier vom Augenarzte lernen. „Wäre“, so sagt W., „von Goethes ganzer Farbenlehre nichts übrig geblieben als der einleitende Teil, man würde nur mit Bewunderung von der kleinen Schrift sprechen.“

Als Hauptverdienst Schopenhauers rühmt W., daß er zum ersten Male ganz scharf zwischen dem die Sinnesorgane treffenden Reize und dem Bewußtseinsinhalte geschieden hat, mit dem der Organismus den Reiz beantwortet. Dagegen sind Schopenhauers physikalische Anschauungen mindestens so wertlos, wie diejenigen des „göttlichen Goethe“.

Zum Schluß vergleicht Wessely noch einmal die Anschauungen beider Denker und deckt bei mancher Übereinstimmung den Gegensatz zwischen dem Subjektivismus Schopenhauers und dem pantheistischen Positivismus Goethes auf. Er bedauert innigst, daß uns des letzteren Farbenlehre, dieses Lebenswerk des Genius — alles in allem — doch mit einem Mißklang entläßt. Daß Goethe trotz der eignen hohen Meinung von seiner Farbenlehre auf sie doch im Grunde mit einer gewissen Resignation zurückblickte, darf vermutet werden. Sprach er doch die Worte: „Und deines Geistes höchster Feuerflug hat schon am Gleichnis, hat am Bild genug.“ Alle Theorie und Erkenntnis blieb dem Dichter eben letzten Endes nur Gleichnis.

Allen Amtsgenossen möchte ich die Wesselysche Rede zur Lektüre dringend empfehlen. Ihr Widerhall kann einer Physikstunde auf der Oberstufe besonderen Reiz und besonderen Wert verleihen. *Martin Gebhardt, Dresden.*

Goethes Relativitätstheorie der Farbe, nebst einer musikalischen Parallele. Von Ernst Barthel, Privatdozent der Philosophie. 72 S. Bonn, Friedrich Cohen, 1923. G.Z. 1,75.

Es ist schwer, zu diesem Buche die richtige Einstellung zu finden. Ich gestehe freimütig, daß ich es trotz guten Willens und trotzdem ich es nach monatelanger Pause wiederholt studiert habe, nicht verstehe. Barthels Sprache ist sehr temperamentvoll, aber mindestens ebenso phantastisch und absonderlich. Natürlich ist nach ihm, Newtons Anschauung von der Entstehung der Spektralfarben Unsinn. Ich zitiere einige Stellen: „Die Annahme, daß die einzelnen Farben verschiedene Brechungsexponenten haben, lehnen wir als falsch ab.“ „Jeder durch ein Prisma fallende Strahl wird projektiv verdoppelt.“ „Unser Lichtstrahl, der im Punkte P in das Prisma tritt, befindet sich schon in diesem Punkte in einer bösen Lage, da er nicht weiß, wo er hin soll.“ „Eine Farbe ist die optische Verbindung von positiven und negativen Lichtelementen zu einer qualitativen Einheit“ usw.

Und bei alledem bezeichnet sich B. als einen „begeisterten Freund exakter Naturforschung“! Wenn er zum Schluß Goethes Dichterwort für sich in Anspruch nimmt: „Zu neuen Ufern lockt ein neuer Tag“, so möchte ich ihn ernstlich warnen, die Fahrt dahin auf den trügerischen Planken seines phantastischen Schiffleins zu wagen. *Martin Gebhardt, Dresden.*

Mathematische Analyse des Raumproblems. Vorlesungen gehalten in Barcelona und Madrid von Dr. Hermann Weyl. Mit 8 Abbildungen. 117 S. Berlin, Julius Springer, 1923. 5.— Goldmark / 1.20 Dollar.

Die hier dargebotenen Vorlesungen sind als Ergänzung zu des Verfassers größrem Werk „Raum, Zeit, Materie“ (5. Aufl. 1923) gedacht. Sie enthalten die Grundzüge der an Riemann anknüpfenden Infinitesimalgeometrie und die gruppentheoretische Analyse des Raumproblems, sowohl vom Euclid-Helmholtzschen wie vom Riemann-Einsteinschen Standpunkte. Mathematische Ergänzungen von fast gleicher Ausdehnung beziehen sich namentlich auf eine Einführung in die Integrabilitätstheorie der totalen Differentialgleichungen und auf Lies Theorie der kontinuierlichen Transformationsgruppen. *P.*

Einleitung in die Mengenlehre. Eine elementare Einführung in das Reich des Unendlichgroßen. Von Adolf Fraenkel (Die Grundlehren der mathematischen Wissenschaften in Einzeldarstellungen. Bd. IX). Zweite, erweiterte Auflage. Mit 13 Textfiguren. 251 S. Berlin, Julius Springer, 1923. 10.80 Goldmark / 2.60 Dollar; geb. 12.30 Goldmark / 3 Dollar.

Der ersten Auflage vom Jahre 1919, die noch im Felde entstanden war, ist nach relativ kurzer Zeit diese zweite gefolgt, die nicht nur die Grundlehren zu vollständiger Darstellung bringt, sondern auch näher auf prinzipielle Fragen eingeht, die auf das philosophische Grenzgebiet übergreifen. An die Behandlung der Grundbegriffe und Hauptlehrsätze schließen sich ausführlichere Betrachtungen über geordnete Mengen, lineare Punktmengen, wohlgeordnete Mengen und Punktzahlen. Eine Reihe von Einwänden gegen die Mengenlehre, teils die Begriffe der transfiniten

Zahl und des Unendlichkleinen betreffend (Th. Ziehen, Natorp), teils an den Intuitionismus (Brouwer) anknüpfend, wird kritisch erledigt. Endlich wird ein axiomatischer Aufbau der Mengenlehre im Anschluß an Zermelo gegeben. In einem kurzen Schlußabschnitt wird auf die Bedeutung der Mengenlehre für die übrigen Gebiete der Mathematik hingewiesen. *P.*

Kompendium der höheren Analysis. Von Oskar Schlömilch. In sechster Auflage bearbeitet von Dr. Adolf Kneser. I. Band. Mit 91 Abb. 619 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., 1923. G.-Z. 16.

Schlömilchs verdienstvolles Werk, einst uns älteren ein treuer Berater, schien längst zu den Toten gelegt. Nun findet es eine Auferstehung, die bei aller Wahrung der alten Vorzüge doch mit einer grundsätzlichen Erneuerung des Wesens verbunden ist, insofern den Forderungen an größere Strenge Rechnung getragen, aber doch jede Überfeinerung in rein theoretischer Richtung vermieden ist. Die allgemeinen Sätze über Existenz der unteren und oberen Grenze und des Häufungspunktes sind auf den zweiten Band verschoben, der herkömmliche Begriff der Stetigkeit durch den der gleichmäßigen Stetigkeit auf einer Strecke ersetzt. Am Anfang ist eine elementare Entwicklung der Eigenschaften der Wurzeln, Logarithmen und trigonometrischen Funktionen hinzugefügt, ferner auch die Sätze von Green und Stokes nebst den Grundlehren der Potentialtheorie, andere wesentliche Änderungen mögen unerwähnt bleiben. Dem Physiker und Techniker ist mit dem erneuerten Werk ein geschärftes und eindringendes Rüstzeug an die Hand gegeben, dem mathematischen Anfänger eine noch nicht allzusehr ins Abstrakte gehende Einführung in seine Wissenschaft dargeboten. *P.*

Was ist Mathematik? Unterhaltungen während einer Seereise. Von Lothar Heffter. 160 S. Mit 40 Figuren. Freiburg i. B., Theodor Fischer, 1922. M. (525).

Auf einer Fahrt mit einem Überseedampfer macht ein Professor der Mathematik mit einem mitreisenden lernbegierigen Kaufmann einen raschen Gang durch die verschiedenen Zweige der Mathematik, überall das Wesentliche und Grundsätzliche hervorhebend; er führt ihn bis zu den Aufgaben der analytischen und der projektiven Geometrie, schließlich zu den Wundern der vierdimensionalen Welt, wo dann freilich dem staunenden Hörer der Atem ausgeht. Das frisch geschriebene Büchlein wird auch für den mathematischen Leser unterhaltsam sein. *P.*

Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate in ihrer Anwendung auf Physik, Maschinenbau, Elektrotechnik und Geodäsie. Von Vollrat Happach. 74 S. 7 Fig. Leipzig, B. G. Teubner, 1923 (Teubners technische Leitfäden. Bd. 18.) GZ. 1,50.

Verf. wünscht der Ausgleichsrechnung Freunde zu werben, damit sie auch bei Messungen geringerer Genauigkeit angewendet werde, wo man sie gewöhnlich nicht für lohnend hält. Nachdem er Sinn und Art der Rechnungsweise dargestellt hat, bringt er nach den Bedingungen der Anwendbarkeit geordnet 63 Übungsaufgaben, die teils ganz durchgerechnet werden, teils mit Angabe des Ergebnisses gestellt sind. Er bevorzugt Messungen geringer Genauigkeit, wie sie sich in der Technik oft ergeben und belegt gerade mit diesen den Nutzen der Ausgleichung. Wiederholt geht er auch auf die Notwendigkeit wohl überlegter Anwendung der Methode ein, er warnt mehrfach vor gedankenloser Rechnerei und erörtert in einem Schlußabschnitt die Zulässigkeit der Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate zusammenfassend.

Wer mit den immerhin beschränkten Hilfsmitteln der Schule Messungen anstellt, findet in diesem Büchlein einen Helfer, damit seine Mühe möglichst ertragreich werde. *W. Vn.*

Technische Schwingungslehre. Ein Handbuch für Ingenieure, Physiker und Mathematiker bei der Untersuchung der in der Technik angewendeten periodischen Vorgänge. Von W. Hort. 2., völlig umgearbeitete Aufl. VIII u. 828 S. mit 423 Textfiguren. Berlin, Julius Springer, 1922. Geb. 20.— Goldmark / 4.50 Dollar.

Während in der Elektrotechnik seit den Anfängen der Wechselstromtechnik die Schwingungsvorgänge stets als besonderes Gebiet betrachtet wurden und an guten Büchern darüber kein Mangel war, kamen diese Erscheinungen in der Mechanik und den an sie anschließenden Ingenieurwissenschaften trotz der ihnen zukommenden Bedeutung etwas zu kurz; sie wurden mehr beiläufig in den Lehrbüchern der Mechanik behandelt; eine einheitliche Darstellung des gesamten Gebietes fehlte.

Hort gebührt das Verdienst, mit dem vorliegenden, im Jahre 1910 in erster Auflage erschienenen Werke diese Lücke ausgefüllt zu haben. Seitdem hat die Anwendung der Schwingungsvorgänge in der Technik sich außerordentlich erweitert. Davon legt die jetzt vorliegende 2. Auflage Zeugnis ab, deren Umfang gegenüber der ersten auf mehr als das Dreifache vergrößert worden ist. Trotz dieser erheblichen Stoffvermehrung sind die Vorzüge des Buches im wesentlichen erhalten geblieben, insbesondere die frische Darstellung, die nicht, wie es bei der grundlegenden Bedeutung der linearen Differentialgleichungen für alle Schwingungsvorgänge naheläge, vom Mathematischen, sondern, wenigstens in den ersten Abschnitten, vom Physikalisch-Technischen ausgeht, in ähnlicher Weise, wie es etwa Perry in seinem ausgezeichneten „Calculus for engineers“ tut. So werden in den ersten 4 Abschnitten zunächst die einfachsten Schwingungsvorgänge, die Dämpfung, die erzwungenen Schwingungen, und die Instrumente zur Aufzeichnung von Schwingungsvorgängen behandelt und erst dann im 5. und 6. Abschnitt („Ratio-

nelle Mechanik“ und „Analytische und graphische Methoden“), von denen namentlich der letztere gegenüber der ersten Auflage erheblich erweitert worden ist, das mathematische Rüstzeug für die Behandlung verwickelterer Erscheinungen dargeboten. Dann folgen 62, in 7 Abschnitten lose zusammengefaßte Paragraphen, in denen spezielle Probleme aus der Mechanik und Maschinentechnik behandelt werden, von denen, um einen Begriff von dem reichhaltigen Inhalt zu geben, nur die folgenden erwähnt sein mögen: Maschinenfundamentschwingungen; Biegungsschwingungen rasch umlaufender Wellen; Zentrifugalregulatoren; Schiffsschwingungen; Kreiseltheorie, insbesondere Kreiselstabilisierung (Einschienenbahn) und Kreiselkompaß; Saiten-, Membran- und Plattenschwingungen; Wellen auf dem Meere und in Kanälen; Kármánsche Wirbel; Schallwellen; Probleme der Bauakustik; Strömungen mit Überschallgewindigkeit u. a. m. Fünf weitere Abschnitte sind elektrisch-mechanischen Schwingungen (Stabilitätsfrager, Pendeln von Wechselstrommaschinen, Schallsender und Schallempfänger), der Theorie der Koppelschwingungen, der Schwingungserzeugung durch nichtperiodische Kräfte (insbesondere Lichtbogenschwingungen), elektromagnetischen Schwingungen auf geraden Leitern (Wanderwellen, Kabeltheorie, Kettenleiter) und den elektromagnetischen Schwingungen im Raume (Hertzsche Wellen, drahtlose Telegraphie) gewidmet; den Schluß bildet ein Abschnitt über nichtharmonische Schwingungen.

Eine wertvolle Ergänzung des Buches ist der Anhang mit Einheiten und Dimensionen, den Hauptformeln der Vektoranalysis und den Haupteigenschaften der hyperbolischen, Besselschen und elliptischen Funktionen, sowie ein ausführliches Literaturverzeichnis, Namen- und Sachregister.

Der Verf. hat damit ein hervorragend brauchbares Handbuch geschaffen, in dem die gesamte einschlägige Literatur bis auf die neueste Zeit erschöpfend verarbeitet ist. Dem Handbuchcharakter des Werks entspricht es, daß fast jeder Paragraph in sich abgeschlossen ist und für sich gelesen werden kann. Andererseits soll das Buch, wie der Verfasser in der Vorrede ausführt, dem Studierenden auch als Lehrbuch dienen. Das ist eine Forderung, die ein Handbuch naturgemäß nur schwer erfüllen kann. Vielleicht wäre es aber doch möglich, dem Lehrbuchcharakter etwas mehr gerecht zu werden, ohne daß dadurch die Brauchbarkeit als Handbuch beeinträchtigt würde. Dazu wäre nötig einmal eine straffere Gliederung, Zusammenfassung von Zusammengehörigem, wie etwa Indikator — Oszillograph, Vibrationsgalvanometer — Telephon, Schiffssteuerung — synchrone Übertragung von Bewegungen, Koppelschwingungen — Doppelpendel — Fundamentschwingungen, Stabilität — Schwingungserzeugung durch nichtperiodische Kräfte; Dinge, die jetzt in zum Teil weit auseinanderliegenden Abschnitten behandelt werden. Weiter wäre erwünscht eine schärfere Herausarbeitung des Grundsätzlichen, den verschiedenen Problemen Gemeinsamen; der Verfasser geht meist so vor, daß er für die einzelnen Anwendungsbeispiele immer wieder die Differentialgleichung aufstellt; hier könnte durch ausgedehntere Anwendung von Begriffen wie Direktionskraft oder äquivalente Pendellänge an Klarheit und Knappheit manches gewonnen werden. Auch die — selbst für ein Handbuch manchmal reichlich weitgehende — Allgemeinheit der Ansätze bildet für den, der das Werk als Lehrbuch benutzen will, eine Schwierigkeit; wenn z. B. bei den „Schwingungen bei hydraulischen Maschinen“ schließlich ein System von 10 simultanen Differentialgleichungen mit ebensoviel abhängigen Variablen herauskommt, so kann man damit kaum etwas anfangen, wird auch vom Verfasser nicht versucht; hier wäre eine Beschränkung auf die beiden für den Betrieb wichtigsten Variablen, nämlich die Wasserhöhe im Wasserschloß und die Wassergeschwindigkeit in der Turbine (unter der Voraussetzung eines schnellarbeitenden Reglers) besser gewesen und hätte gestattet, die wichtigste Eigenschaft einer solchen Anlage, nämlich die Möglichkeit des Auftretens ungedämpfter Schwingungen, klarzulegen.

Ich möchte aber ausdrücklich betonen, daß ich die vorstehend angeführten Punkte weniger als Mängel, denn als Verbesserungsmöglichkeiten ansehe; durch sie wird der Wert des ausgezeichneten Werkes nicht nennenswert beeinträchtigt, ebenso wenig wie durch vereinzelte Ungenauigkeiten und Unstimmigkeiten, von denen mir besonders die unrichtige Behandlung des Horizontalpendels beim Pallographen (S. 82 ff.) aufgefallen ist. Für eine Neuauflage möge hier der Wunsch nach Ausmerzung der leider recht zahlreich vorhandenen Versehen und Druckfehler ausgesprochen werden.

Alles in allem kann man das Buch warm empfehlen; dem Ingenieur als unentbehrliches Hilfsmittel für die rechnerische Behandlung der Schwingungsvorgänge; dem älteren Studierenden als anregendes Lehrbuch und nicht zum wenigsten dem Lehrer, sowohl an Hochschulen wie an höheren Schulen, als Fundgrube reichhaltigen Materials für den Unterricht. *H. Busch, Jena.*

Wasserkraft und Dampfkraft im wirtschaftlichen Wettbewerb. Eine Einführung in das technisch-wirtschaftlich Denken von W. G. Waffenschmidt, Dr. Ing., et rer. pol. (Wissen und Wirken. Bd. 10.) 68 S. Baden, G. Braun. 1923. Mk. 1.—.

Das Schriftchen ist eine Ergänzung zu dem Werke v. Hanffstengels „Technisches Denken und Schaffen“. Auch in diesem wird der Leser bereits auf die wirtschaftlichen Bedingungen erfolgreichen technischen Schaffens hingewiesen. Der Verfasser behandelt technisches und wirtschaftliches Denken an einem Einzelproblem von hervorragender Bedeutung und sieht eine Auflösung des Wettbewerbs beider in dem Ideal

eines zweckvollen Zusammenwirkens. Die Einzelausführungen sind sehr lesenswert, doch wird man nicht geneigt sein, einen Gegensatz zwischen technischem und wirtschaftlichem Denken gemäß den Kategorien der kausalen und der teleologischen Betrachtung zuzugeben. In umfassenderem Sinn sind, wie auch v. Hanffstengels Buch lehrt, doch beide Betrachtungsarten dem technischen, d. h. dem auf Tatsachen gegründeten Denken eingeschlossen und eigentümlich. *P.*

Die Rakete zu den Planetenräumen. Von H. Oberth. 92 S. mit 2 Tafeln und 58 Textabbildungen. München u. Berlin, R. Oldenbourg, 1923. G.P. 2 M.

Der Verf. stellt in seiner Einleitung folgende Sätze auf: 1. Beim heutigen Stande der Wissenschaft und Technik ist der Bau von Maschinen möglich, die höher steigen können als die Erdatmosphäre reicht. 2. Bei weiterer Vervollkommnung vermögen diese Maschinen derartige Geschwindigkeiten zu erreichen, daß sie — im Ätherraum sich selbst überlassen — nicht auf die Erdoberfläche zurückfallen müssen und sogar imstande sind, den Anziehungsbereich der Erde zu verlassen. 3. Derartige Maschinen können so gebaut werden, daß Menschen (wahrscheinlich ohne gesundheitlichen Nachteil) mit emporfahren können. 4. Unter gewissen wirtschaftlichen Bedingungen kann sich der Bau solcher Maschinen lohnen. Solche Bedingungen können in einigen Jahrzehnten eintreten.

Diese vier Leitsätze sucht Verf. durch eine Reihe rechnerischer Ableitungen zu stützen. Wir wollen hierauf nicht eingehen, da es uns nicht lohnend erscheint. Auch wenn wir uns von Skeptizismus gegen neue Ideen, der z. B. die Unternehmungen Zeppelins so sehr behindert hat, frei wissen, und mit dem Verf. annehmen, daß seine Rakete kosmische Geschwindigkeiten erreichen kann, setzen wir obigen Sätzen die stärksten Zweifel entgegen. Ferner wird die Frage der Lenkbarkeit nicht in befriedigender Weise erörtert. Es ist doch zu bedenken, daß jede Lenkung wegen des Prinzips der Erhaltung des Schwerpunktes nur durch Abstoßen von Masse möglich ist, ein Opfer, das natürlich sehr begrenzt ist. Für die Landung ist ein Fallschirm vorgesehen! — Wir glauben, daß die Zeit, sich mit diesen Problemen, die übrigens unabhängig von Oberth durch Prof. Goddard in Worcester (Massachusetts) zum Teil bereits eine experimentelle Bearbeitung gefunden haben, zu beschäftigen, noch nicht gekommen ist und voraussichtlich niemals kommen wird. *Sp.*

Der Radio-Amateur („Broadcasting"). Ein Lehr- und Hilfsbuch für die Radioamateure aller Länder. Von Dr. Eugen Nesper. Mit 371 Abb. und 2 Kunstbeilagen. Berlin, Julius Springer, 1923. 368 S. Vergriffen. Inzwischen erschien die 2. Aufl. 1923. Gebd. 11.— Goldmark / 3 Dollar.

Der Verfasser macht interessante Mitteilungen über die Ausbreitung der drahtlosen Telegraphie für Privatzwecke in Amerika; insbesondere auch für das Hören musikalischer Darbietungen (Broadcasting = Weiterverbreitung). Er bespricht die physikalischen Grundlagen der elektrischen Schwingungen, beschreibt die heute üblichen Sende- und Empfangsanlagen, die normalen Empfänger-Einzelteile der Radioindustrie, Stromquellen, Anschlußdrähte, Ladevorrichtungen, Prüf- und Meßinstrumente. Für den Amateur von Wert dürfte besonders der Abschnitt sein: „Wie baut sich ein amerikanischer Amateur seinen Empfänger selbst?" Überhaupt schließt sich das Buch vielfach an amerikanische Konstruktionstypen an, wie auch das Literaturverzeichnis vorwiegend Veröffentlichungen in englischer Sprache aufführt. Dies prägt dem Buche eine gewisse Eigenart neben den deutschen Schriften über den Gegenstand auf. Die beiden „Kunstbeilagen" dürften mehr amerikanischem als deutschem Geschmack entsprechen. Für deutsche Leser befremdend ist auch die übertriebene Wertschätzung ausländischer Technik und ausländischer Musik *P.*

Der Radioamateur. Eine gemeinverständliche Darstellung der Grundlagen der drahtlosen Telegraphie und Telephonie und ihrer speziellen Anwendung im Radioamateurwesen. Von Dr. P. Lertes, Assistent am physikalischen Institut der Universität Frankfurt a. M. Mit 114 Abb. und 2 Tafeln. 216 S. Dresden und Leipzig, Th. Steinkopff, 1924. Mk. 6.—, geb. Mk. 7.50.

Das Buch ist als Ergänzung zu der älteren Schrift des Verfassers, „die drahtlose Telegraphie und Telephonie" gedacht und trägt vorwiegend den Charakter eines Lehrbuches, indem es die physikalischen und elektrotechnischen Grundbegriffe der drahtlosen Nachrichtenübermittelung recht klar und anschaulich behandelt. Diesem Zweck ist der ganze I. Abschnitt (S. 4—71) gewidmet. Daran schließt sich ein Abschnitt II (S. 74—151), worin die Sender und die Empfänger der Radiotelegraphie eine eingehende Darstellung erfahren, ein Abschnitt III (S. 151—162) über die radiotelephonischen Sende- und Empfangseinrichtungen, ein Abschnitt IV (S. 162—175) über das Radioamateurwesen, der sich indessen auf allgemeine Gesichtspunkte und die derzeitige Lage des Amateurwesens im In- und Auslande beschränkt, auf Anleitung zur Selbstherstellung von Geräten verzichtet, aber praktische Ratschläge für die Anschaffung von Empfangsgeräten gibt. Ein Abschnitt V (S. 175—179) bietet einen kurzen geschichtlichen Überblick. Ein Anhang bringt die Zeitsignale von Nauen und vom Eiffelturm, die Sendezeiten der wichtigsten europäischen Stationen für den Wetterdienst, Verzeichnisse von Radio-Großstationen und Rundspruchstationen, die amtlichen deutschen Bestimmungen für den Rundfunkverkehr, eine Liste von deutschen Radiofirmen, Preise von Radioapparaten u. a. m., sowie Tabellen für die in Betracht kommenden elektrischen Größen. Eine Tabelle am Schluß gibt den Zusammenhang von Wellenlängen, Kapazitäten und Selbstinduktionen für den Bereich bis zur Wellenlänge 10000 m an.

Gegen mehrere Punkte, so die Erklärung der metallischen Leitung (S. 9), die Berechnung der Sekundärspannung bei Funkeninduktoren (S. 25), die Behandlung der Lichtbogencharakteristik (S. 84), der Lichtbogenschwingungen (S. 85) sind Einwendungen zu erheben, auf die hier nicht näher eingegangen werden kann. *P.*

Tage der Technik 1924. Ein illustrierter technisch-historischer Abreißkalender von Oberingenieur F. M. Feldhaus. 366 Blatt mit 314 Abbildungen. Berlin und München, R. Oldenbourg, 1923. Goldm. 4.50.

Dieser Abreißkalender, im Format 23 cm : 12,5 cm, erscheint bereits zum 3. Male und bringt wieder eine Fülle von Angaben aus der älteren und neueren Geschichte der Technik und der verwandten Wissenschaften nebst interessanten zumeist auf diese Angaben bezüglichen Abbildungen und mit Leitsprüchen, die nicht nur von großen Technikern, sondern auch von Dichtern und Denkern auf anderen Gebieten hinweisen. Leider können wir auf Einzelheiten nicht eingehen, empfehlen den Kalender aber allen, die technisches Denken und Schaffen schätzen. *P.*

Fachausdrücke der physikalischen Chemie. Ein Wörterbuch von Dr. med. B. Kisch, a. o. Prof. a. d. Univ. Köln a. Rh. 2. vermehrte und verbesserte Aufl. Berlin, J. Springer, 1923. 100 S. 4 Goldmark / 1 Dollar.

Das kurz gefaßte Wörterbuch ist in der neuen Ausgabe (vgl. d. Ztschr. 33, 119) erheblich verbessert, auch um etwa 20 Seiten vermehrt worden. Einige Unstimmigkeiten, z. B bei den Stichworten „Dyne“ und „Erg“ sind noch stehen geblieben. Das Büchlein ist allen, die sich über Fachau drücke der physikalischen Chemie kurz belehren wollen, z. B. Studierenden der Naturwissenschaften, außer Chemie, angelegentlich zu empfehlen. *O.*

Kurzes Repetitorium der Chemie. Von Dr. E. Bryk und Dr. G. Wei-senberger. 1. Anorganische Chemie. 6. Aufl. Leipzig, J. A. Barth, 1922. 304 S. M. 60.

Das Buch ist nach den Werken bekannter Lehrbuchverfasser (von denen 12 namhaft gemacht werden, Arnold, Bernthsen, Erdmann usw.) gearbeitet. Am meisten schließt es sich dem bewährten Repetitorium von C Arnold an. Es behandelt nach einem kurzen allgemeinen Teil die chemischen Elemente nach den üblichen Gruppen, und bringt darüber eine große Menge bestimmter Daten, auch zu den technischen Anwendungen und zur Geschichte, so daß es sich mehr zum Nachschlagebuch als zum Selbstunterricht eignet. Verschiedene Ungenauigkeiten könnten berichtigt werden, so die Gleichung $SO_2 + CaO = CaSO_4$ und die Definition „Säurereste nennt man die Atomkomplexe, welche nach Entfernung sämtlicher Hydroxylgruppen aus der Säure übrig bleiben“ (S. 27)! *O.*

Organische Chemie. Von Dr. R. Pummerer, o. Prof. a. d. Univ. Greifswald. 2. Aufl. Bd. III der „Wissensch. Forschungsberichte“. Dresden, Th. Steinkopff, 1923. 210 S. G.Z. 4.

Das schnelle Erscheinen der neuen Auflage (vgl. d. Ztschr. 36, 68 b) beweist das Interesse das für eine zusammenfassende Darstellung gerade der letzten Forschungsergebnisse der unaufhaltsam vordringenden organischen Chemie vorhanden ist. In theoretischer Hinsicht sei auf die neueren Arbeiten zum dreiwertigen Kohlenstoff, zum vierwertigen Sauerstoff, zur Thermo- und Spektrochemie hingewiesen; in biologischer Hinsicht auf die über Enzyme und Hormone (z. B. das etwas fabelhaft anmutende, aus der Schilddrüse des Schweines isolierte „Thyroxin“ mit 65 % Jodgehalt), auf die Kokainsynthese R. Willstätters, die Reindarstellung des Chlorophylls u. v. a. Die umfassenden Literaturnachweise und die klare, übersichtliche Darstellung machen das Buch zu einem sicheren Führer auf dem so unendlich vielseitigen Arbeitsgebiet. *O.*

Einführung in die Kolloidchemie. Von Dr. V. Pöschl, Prof a. d. Handelshochschule Mannheim. 6. verb. Aufl. Mit 64 Abb. Dresden, Th. Steinkopff, 1923. 158 S. G.Z. 3,5.

Das allgemeinverständlich geschriebene, für „Lehrer, Fabrikleiter, Ärzte und Studierende“ bestimmte Buch wurde hier bereits gekennzeichnet (28, 290). Seitdem ist es verschiedentlich verbessert und durch Einfügung neuer Tatsachen und Untersuchungsmethoden ergänzt worden. Besondere Anerkennung verdient die stete Berücksichtigung des historischen Moments, z. B. daß hinsichtlich der ersten bahnbrechenden Anschauungen nicht nur die Untersuchungen von Graham — der in den meisten Lehrbüchern ausschließlich erwähnt wird — sondern auch die von Selmi (über die „Pseudolösungen“) genannt werden. Auch als Primanerlektüre ist das treffliche Buch zu empfehlen. *O.*

Vereine und Versammlungen.

Berliner Verein zur Förderung des physikalischen Unterrichts.

(Ortsgruppe des Deutschen Vereins zur Förderung des mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterrichts.)

Bericht über das Jahr 1923.

Die Mitgliederzahl stieg auf 200. Der Vorstand hatte folgende Zusammensetzung: 1. Vorsitzender: Herr Matthée; 2. Vorsitzender: Herr Henckel; Schriftführer: Herr Petzold-Kassenwart: Herr Tetzlaff.

Sitzungen:

16. Januar. Herr Volkmann: Normalisierung. (Die Normen der deutschen Industrie. Ziel und Grenzen der Normung. Arbeitsweise und bisheriger Erfolg. Normen einzelner Arbeits-

gebiete, Schulnormen. Der Anteil der Staatlichen Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht an der Normungsarbeit.)

20. Februar. Herr Lamla: Die Ausbildung der Interferenzspektroskopie durch Michelson und ihre Anwendung zur Messung von Fixsterndurchmessern.

20. März. Herr Zorn: Einige Versuche zur Schwingungs- und Wellenlehre.

17. April. Herr Volkmann: Der Bildwurf von Papier- und Glasbild.

15. Mai. Herr Petzold: Der kolloide Zustand der Materie.

19. Juni. Herr Herberg: Einfaches Verfahren zur Herstellung von Lichtbildern.

21. August und 18. September. Herr Seiffert: Bau und Theorie der Geige.

16. Oktober (gemeinsam mit dem Verein zur Förderung des mathematischen Unterrichts). Herr Rothe: Über mathematische Instrumente und physikalische Mathematik.

13. November. Herr Martens: Formeln, Formelzeichen und Einheiten in der Physik. — An den Vortrag schloß sich eine Besichtigung der physikalischen Arbeitsräume der Handelshochschule.

4. Dezember in der optischen Anstalt C. P. Goerz. Herr von Hofe: Über stereoskopisches Sehen. *P. Henckel.*

Wiener Verein zur Förderung des physikalischen und chemischen Unterrichts.

Vereinsjahr 1922—23.

a) Sitzungen.

21. Oktober 1922: Univ.-Prof. Hofrat Dr. Ernst Lecher zeigte einige neue Wehnelt-Versuche.

4. November 1922: Univ.-Prof. Dr. Karl Przibram sprach über Lumineszenz und Verfärbung durch Becquerelstrahlen.

2. Dezember 1922: Hochschul-Prof. Dr. Ludwig Flamm führte Experimente über Astigmatismus vor.

16. Dezember 1922: Prof. Dr. Rudolf Beranek: Schulversuche zur Photographie in natürlichen Farben (Chromgelatineverfahren und Pinatypie).

13. Jänner 1923: Univ.-Assistent Dr. Leopold Pechinger zeigte thermoelektrische Experimente.

26. Jänner 1923: Direktor Hans Kellermann: Einfache Versuche mit der Glimmlampe.

17. Februar 1923: Prof. R. J. Mayerhofer: Versuche über Grenzflächenerscheinungen.

3. März 1923: Oberlandesrat Dr. Karl Kostersitz: Die physikalischen Grundlagen der Harmonisierung von Streichinstrumenten durch Karl Fissltaler.

17. März 1923: Prof. Dr. Siegfried Wiechowski: Der Landoltsche Zeitversuch.

6. April 1923: Konrad-Kraus-Gedenktag: Zur Erinnerung an Konrad Kraus zeigten die Mitglieder Josef Deisinger, Leopold Dobrowolny, Hans Kellermann und Franz Mollik einfache physikalische Schulversuche mit selbst hergestellten Apparaten.

20. April 1923: Prof. Dr. Leopold Richtera: Die Ostwaldsche Farbentheorie in leidenschaftsloser Darstellung.

12. Mai 1923: Oberst Hugo Britto: Versuche über Ionenwanderungen.

26. Mai 1923: Prof. Arnold Deutscher zeigte verschiedene physikalische Schulversuche.

9. Juni 1923: Prof. Otto Dobrowolny sprach über seine Erfahrungen, den physikalischen Unterricht ganz auf Schulversuche aufzubauen.

b) Besichtigungen.

16. November 1922: Graphische Lehr- und Versuchsanstalt in Wien, 7.

8. Dezember 1922: Brown-Boveri-Werke in Wien, 10.

18. Jänner 1923: Fabriksanlagen der Siemens & Halske A.G. in Wien, 3.

8. März 1923: Glühstrumpffabrik der österr. Gasglühlicht- und Elektrizitätsgesellschaft (Auergesellschaft) in Wien, 11.

4. April 1923: Chemische Werke von Wagenmann, Seybel & Co. in Liesing bei Wien.

22. Juni 1923: Radiostation auf dem Laaerberge in Wien, 10.

Der Verein zählte zu Ende des Berichtsjahres 417 Mitglieder. Hiervon 7 Hochschullehrer, 134 Mittelschullehrer (14 weibl.), 230 Lehrer und Leiter von Bürger- und Volksschulen (64 weibl.) und 46 Nichtlehrer.

Die Vereinsleitung setzt sich gegenwärtig zusammen aus: Univ.-Prof. Dr. E. Lecher, Obmann; Direktor Dr. Karl Bruno, 1. Obmann-Stellvertreter: Reg.-R. Friedrich Brandstätter, 2. Obmann-Stellvertreter; Prof. David Eysank und Direktor Dr. J. Kraus, Schriftführer; Prof. Karl Müllner, Säckel- und Sachwalter; Prof. Dr. Rudolf Beranek, Schulrat Direktor Josef Deisinger, Prof. Arnold Deutscher, Prof. Dr. Karl Haas, Direktorin Marie Lamatsch und Reg.-R. Franz Rathsam, Beisitzer.

Vereinsanschrift: Karl Müllner, Wien 4/2, Schelleingasse 39.

Aus Werkstätten.

Die Diffusionsluftpumpe nach Gaede. Von E. Leybolds Nachfolger, A. G. in Köln a/Rh., Brüderstr. 7.

Das Prinzip dieser neuen Pumpe besteht darin, daß ein luftfreier Dampfstrom, der an der Mündung eines luftführenden Rohres vorbeiströmt, die Luft aus diesem bei Einhaltung gewisser Größenverhältnisse infolge von Diffusion aufnimmt und sehr schnell mit sich fortreißt. Die Erscheinung tritt erst ein, wenn die luftzuführende Öffnung

eine so geringe Weite hat, daß sie die freie Weglänge der Gasmoleküle der Größenordnung nach nicht überschreitet. Nur in diesem Falle nämlich können die Luftmoleküle aus dem Rohr

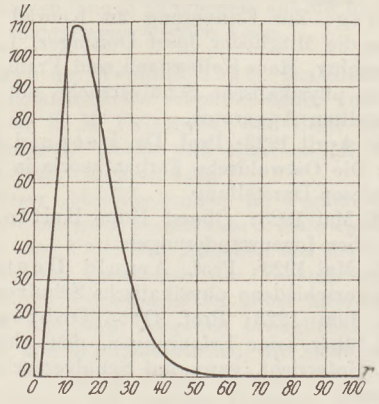

Fig. 1.

hinaus oder auch auf die andere Seite eines Spaltes gelangen, ohne von entgegenkommenden Dampfmolekülen wieder zurückgestoßen zu werden. (Die Rechnungsgrundlagen hierfür sind von Gaede durch eingehende theoretische Untersuchungen [*Ann. d. Phys. 46, 357; 1915*] ermittelt worden.) Die hierbei gefundene Abhängigkeit des hindurchtretenden Luftvolumens von dem Halbmesser der Zuführungsröhre ist aus Fig. 1 ersichtlich; bei großem r ist das abgesogene Luftvolumen V gleich Null, erst bei sehr kleinem r steigt V sehr schnell zu einem Höchstbetrage an. Die Saugleistung ist auch bemerkenswerterweise vom erreichten Vakuum unabhängig. Die Pumpe darf nicht verwechselt werden mit einer gewöhnlichen Dampfstrahlpumpe, bei der die Luft durch einen Dampfstrahl mechanisch mitgerissen wird, und die kein Hochvakuum zu liefern vermag. Andererseits ist aber bei der Diffusionspumpe die Geschwindigkeit des Dampfstrahls von Einfluß auf die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle an der Diffusionsstelle. Ist die Strahlgeschwindigkeit gleich der doppelten wahrscheinlichsten Molekulargeschwindigkeit, so verhält sich die Anzahl der hindurchtretenden zu der der zurückfliegenden Luftmoleküle wie 16 : 1. Benutzt

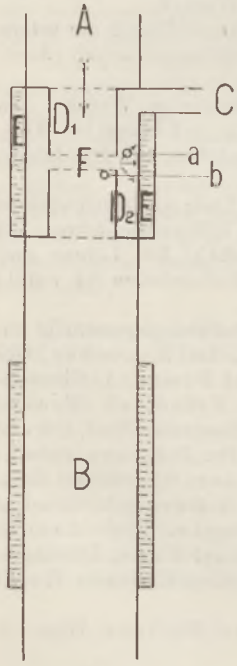

Fig. 2.

man Wasserdampf, so diffundiert dieser in entgegengesetzter Richtung und muß durch Kondensation oder Absorption wieder beseitigt werden. Für praktische Zwecke bedient man sich des Quecksilberdampfes und verwendet nur einen einfachen Spalt von der angegebenen Dimension. Den Dampfdruck hält man dadurch niedrig, daß durch eine Hilfspumpe ein Vorvakuum von etwa 0,1 mm hergestellt wird. Der Vorgang führt zu einem sehr vollkommenen Vakuum, weil die Diffusion so lange weiter geht, wie der Partialdruck der Luft im Rezipienten größer ist, als der der

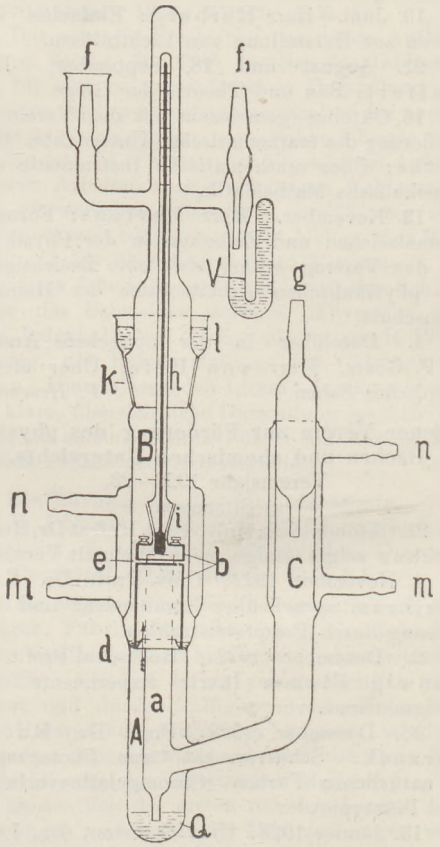

Fig. 3.

Luft im Dampfstrome. Genaueres ersehe man aus der von der Fabrik herausgegebenen Sonderbeschreibung (Sonderpreisliste Nr. IX).

In Figur 2 ist eine Skizze des als Hochvakuumpumpe dienenden Teils dargestellt. Der Dampf wird bei A zugeleitet und strömt durch die Röhren D_1 und D_2; diese sind durch einen sehr schmalen Spalt F voneinander getrennt, durch den hindurch die Diffusion der aus C herantretenden Luft gegen den Dampfstrom stattfindet, während der hindurchgetretene Dampf an der Wand des wassergekühlten Rohrs E kontrahiert wird. Bei nicht genügendem Vorvakuum wird die freie Weglänge der Luftmoleküle zu klein, so daß sie von den Dampfmolekülen an die Wand

und nach oben getrieben werden, in diesem Falle versagt also die Pumpe. Erst bei genügend hohem Vorvakuum und entsprechend geringem Druck des Quecksilberdampfes gelangen die Luftmoleküle durch den Spalt hindurch und werden von den Quecksilberdampfteilchen mit fortgeführt. In dem unteren Teil von *B* wird schließlich die Hauptmasse des Dampfes durch eine zweite Wasserkühlung ebenfalls kondensiert. Die beiden Kühler können zu einem zusammengezogen sein.

Die Gestalt einer Diffusionspumpe aus Glas mit engem Stahlspalt zeigt die nebenstehende Figur 3. In dem Gefäß *A* befindet sich Quecksilber, das durch eine Flamme von außen erhitzt wird. Der Quecksilberdampf strömt in der Pfeilrichtung in den Stahlzylinder *ab*, der in die mit Quecksilber gefüllte Rinne *d* eingesetzt ist, so daß der Raum *B* von *A* abgeschlossen ist; der Dampf geht an dem Spalt *e* vorbei und dann durch das Rohr *a* und den Rückflußkühler *c*; von da fließt das kondensierte Quecksilber in den unteren Teil von *A* zurück. Der in die Luft nach *B* diffundierte Quecksilberdampf wird an den Wänden von *B* durch die Wasserkühlung *mn* kondensiert und fließt über die Rinne *d* ebenfalls nach *A* zurück. Die in den Quecksilberdampf diffundierte Luft dagegen wird durch *a* und *C* nach der bei *g* angeschlossenen Vorpumpe geleitet. Durch die Mitführung der Luft entsteht andererseits in dem Raume *B* und in dem bei *f* angeschlossenen Rezipienten eine sehr vollkommene Luftleere. Beträgt das mittels Kapselpumpe erzielte Vorvakuum 0,1 mm, so ergibt sich eine Sauggeschwindigkeit von 0,1 Litern pro Sekunde. Das Thermometer *h* gestattet die Temperatur des Dampfes zu messen und hiermit die Grundlagen der Gaedeschen Theorie dieser Pumpen [*Ann. d. Phys. 46, 389; 1915*] zu prüfen.

Eine ähnliche ganz aus Glas gefertigte Diffusionspumpe erzielte bei einem Vorvakuum von 0,1 mm die Sauggeschwindigkeit von 0,25 Litern pro Sekunde.

Die vollkommenste Pumpe dieser Art ist ganz aus Stahl gefertigt und arbeitet in drei übereinander angeordneten Stufen, von denen die beiden unteren als Vorpumpen, die oberste als Hochvakuumpumpe mit sehr großer Saugleistung (bis 15 Liter pro Sekunde bei 20 mm Vorvakuum) wirken. Sie verwendet eine von Langmuir [*Physical Review 1916*] angegebene Form, deren Prinzip ebenfalls das von Gaede angegebene ist.

Die Preise betragen für die Pumpe ganz aus Glas Mk. 40, aus Glas mit Stahlspalt Mk. 120 bis Mk. 170, ganz aus Stahl Mk. 500. Als Vorpumpen kommen eine Wasserstrahlpumpe mit Rückschlagventil für Mk. 5 und eine Gaedesche Kapselpumpe für Mk. 502 und mehr zur Verwendung.

Über die Entwicklung dieser Diffusionspumpe, das zugrunde liegende Prinzip und die verschiedenen Ausführungsformen auch seitens anderer Forscher findet man Genaueres in der Ztschr. f. techn. Phys. 1923 Nr. 10 (S. 337—369).

Korrespondenz.

Zu dem Aufsatz von E. ORLICH, „Die drei Grundversuche der Elektrizitätslehre“ in Heft 2 d. Jahrg. S. 73. Aus einem Briefe des Herrn Hermann (Tübingen) an Herrn G.-R. E. Orlich in Berlin-Charlottenburg:

. . . . „Ich beschäftige mich mit Ihren Vorschlägen nur vom Standpunkte des württembergischen Oberrealschulplans aus, in welchem Elektrizitätslehre den Abschluß bildet und außer 3 Wochenstunden noch eine freiwillige Übungsstunde (oder vielmehr ein Nachmittag von 2—3 Stunden) wöchentlich auf sie verwendet wird.

Sie fordern dreierlei: Das Ohmsche Gesetz als Grundform der in Betracht kommenden Gesetzmäßigkeiten, die Einführung des Feldbegriffs und die des Elektrons a limine. Ihre erste Forderung ist schon vorbereitet worden von dem jetzigen Direktor des Stuttgarter R.-G., Herrn Lang, in einem Heilbronner Schulprogramm „Das Ohmsche Gesetz als Grundgesetz der Elektrizitätslehre (1891). Daß ihm hierin wohl wenige gefolgt sind, liegt meines Erachtens daran, daß die Grundlegung des Ohmschen Gesetzes selbst immer noch Gegenstand didaktischer Arbeit war . . . . Die Tatsache, daß das Ohmsche Gesetz von der Elementarmechanik aus gar nicht verstanden werden kann, ist ein schweres Hindernis für Ihren Vorschlag. Soll man sie verschleiern? Wenn nicht, wie soll man den Grund legen? Beweisen kann man es für Elektrolyte (vgl. meine Abhandlung *in der Ztschr. f. d. math. u. naturw. Unterr. 1922, S. 77ff.* und Fr. C. G. Müllers mir damals unbekannt gebliebene Arbeit *in ds. Ztschr. 11, 119*), aber für Metalle? Bei diesen ist ja bisher die Wissenschaft selbst noch in Schwierigkeiten. Ich gebe zu, daß man diese ignorieren kann. Tut man es, so gelangt man zu Ihrem letzten Vorschlag, der Einführung des Elektrons. Eine solche wäre schon auf der Unterstufe mit Hilfe des Spinthariskops wohl möglich, wenn der Elementarphysik im zweiten Jahr die schon vielseitig geforderte zweite Physikstunde zugestanden würde. Dann hätte man auf der Oberstufe die Möglichkeit, Ihre Vorschläge zu verwirklichen.

Allerdings würde dabei für unsere Oberstufe der von Ihnen S. 74 Abs. 1 geforderte Verzicht auf den größten Teil der Elektrostatik kaum gebilligt werden. Wir wünschen alles, was wir bringen, zu begründen und zu entwickeln, zwar nicht eingehend im wissenschaftlichen, aber doch im didaktischen Sinn . . . .

Ihre zweite Verzichtleistung, die auf die klassische Magnetometrie, habe ich gleichfalls

schon gefordert *(ds. Ztschr. 34, 52)*. Die dabei auftretende Schwierigkeit, die absolute Strommessung genau auszuführen, hat Herr Weiß *(ds. Ztschr. 33, 207)* überwinden gelehrt. Sie schlagen vor, die als einzige Einführung noch übrig bleibende Lehre vom magnetischen Kreise in strenger Parallelführung zu den analogen Fällen zu benützen, obwohl die Theorie für diese Parallelführung Grenzen aufweist. Ohne Ihren Weg ablehnen zu wollen, gehe ich ihn bisher nicht, sondern beginne mit dem Coulombschen Gesetz.

Denn erstens gelingt es mir so, das streng durchzuführen, was ich das Robinsonprinzip genannt habe *(ds. Ztschr. 33, 124)*, nämlich den Nachweis für die Richtigkeit vorgetragener Lehren lückenlos auf im Unterricht gemachte Versuche zu stützen. Ich kann mich nicht mit der vielfach und so auch von Ihnen empfohlenen Lückenhaftigkeit in der Darbietung der Maßsysteme befreunden und mich für die Übergänge auf die sog. praktisch gewählten Zehnerpotenzfaktoren beschränken. Ich benutze vielmehr die logisch einwandfreien HUS-Einheiten der Engländer, wie es schon O. Lehmann (Karlsruhe) *(ds. Ztschr. 10, 81)* empfahl, ohne damit recht durchzudringen. (H = Hebdomometer = 10^7 m, U = Undezimogramm = 10^{-11} g); und zwar mit dem weiteren Schritt, auch die Krafteinheit des HUS-Systems aufzustellen und sie mit dem ohne weiteres verständlichen Namen Centidyne zu belegen *(Ztschr. f. d. m. u. nat. U. 1922, S. 80)*. So läßt sich erreichen, daß die besseren Schüler erfassen, wo es sich um konventionelle Faktoren, herrührend von den Grundeinheiten, und wo um die universelle Lichtgeschwindigkeit als Faktor handelt. Dieser Unterricht läßt sich aber leichter an die einfachen Coulombschen Gesetze anknüpfen als an die Analogien des Ohmschen Gesetzes.

Aber ich habe dafür auch durchschlagende wissenschaftliche Gründe. Durch Niels Bohr ist das Coulombsche Gesetz zu ungeahnter Bedeutung gelangt. Unsere Physikochemiker rechnen jetzt chemische Affinitätsverhältnisse aus ihm heraus usw. Das Gesetz ist plötzlich wieder ein wichtiges Handwerkszeug geworden. Zwar hat schon Herr Weiß *(ds. Ztschr. 33, 207)* gezeigt, wie man aus den modernen Lehrgängen zum Coulombschen Gesetz zurückfindet. Aber diesen Weg können nur die Begabten gehen. Das will mir für einen Gegenstand, den man empirisch leicht machen kann, nicht gefallen.

Ferner habe ich einen Weg gefunden, mit Schulhilfsmitteln von den Fernwirkungsgesetzen bis zu den Feldgesetzen einschließlich ihrer Verkettung (Maxwellsche Gleichungen) für den einfachsten Fall durchzudringen. Eine noch nicht ganz gelungene Darstellung dieses Weges finden Sie in d. Ztschr. 34, 56. Die dort S. 57 oben gemachte Bemerkung kann ich jetzt fallen lassen, was ich z. T. auch Herrn Weiß verdanke. Hiermit läßt sich aber alles erreichen, was Ihrerseits von der höheren Schule gefordert wird, und es bleibt der Vorteil, daß schwache Schüler längere Zeit mitkommen, während ich mir nicht denken kann, wie das möglich sein soll bei einem Unterricht, der von vornherein mit den Begriffen der Feldgeometrie arbeitet . . . . .

Dieser Standpunkt würde erst dann erschüttert werden, wenn es sich bewahrheiten sollte, daß die natürlichen Einheiten der reinen Theorie von der Elektrotechnik allgemein übernommen werden. Welche Folgerungen daraus für uns zu ziehen wären, gedenke ich in einer weiteren Studie zu behandeln."

H. Hermann, Tübingen.

Der Bericht **„Zehn Jahre Atomtheorie"** von NIELS BOHR im vorigen Jahrgang, S. 268, stützt sich auf das Sonderheft (Nr. 27) der „Naturwissenschaften", Berlin, Julius Springer, 1923, das unter dem Titel „Die ersten zehn Jahre der Theorie von Niels Bohr über den Bau der Atome" ausschließlich dieser Theorie gewidmet ist. Es enthält folgende Aufsätze: Die Bohrsche Atomtheorie (M. PLANCK), Quantentheorie und Störungsrechnung (M. BORN), Adiabatische Transformationen in der Quantentheorie (P. EHRENFEST), Das Korrespondenzprinzip und der Schalenbau des Atoms (H. A. KRAMERS), Fluoreszenz von Gasen (J. FRANCK und P. PRINGSHEIM), Bohrsche Theorie und Elektronenstoß (G. HERTZ), Röntgenspektren und Bohrsche Atomtheorie (D. COSTER), Bandenspektren und Molekülmodelle (A. KRATZER), Absorption, Zerstreuung und Dispersion in der Bohrschen Atomtheorie (R. LADENBERG und F. REICHE), Die Beziehungen der Bohrschen Atomtheorie zur Deutung chemischer Vorgänge (W. KOSSEL), Bohrsche Theorie und Radioaktivität (G. VON HEVESY), endlich den Nobelvortrag von N. BOHR über den Bau der Atome. Das 92 Seiten starke Heft ist mit einem vorzüglichen Bilde des jugendlichen Forschers geschmückt.

Zum Kalenderrad von Dr. K. Fuchs. Im Jahre 1908 schrieb Prof. KARL FUCHS in dem Aufsatz „Das Kalenderrad, ein Hilfsmittel für astronomische Belehrung" (d. Ztschr. 21, 176, Fig. S. 351): „Im Jahre 1924 würde man deutlich bemerken, daß diese Korrektur durch Schalttage allzu groß ist. Man würde deutlich erkennen, daß die Schatten alle um einen Vierteltag zu tief liegen. In 100 Jahren würde das eine Voreilung des Schattens um einen ganzen Tag ergeben. Wir dürfen also im Jahre 2000 keinen Schalttag einsetzen".

Der geistvolle Mitarbeiter sollte dieses Beobachtungsjahr nicht mehr erleben. Ihm zum Gedächtnis bringen wir diese (sonst gewiß von ihm selbst in Erinnerung gebrachte) Notiz für alle Leser, die sich das reizvolle Lehrmittel angelegt haben, damit sie den Zeitpunkt nicht versäumen — aber auch für alle anderen, damit sie der Anlegung näher treten. *O.*

Himmelserscheinungen im März und April 1924.

Stundenzählung astronomisch. 0^h = Mittag, 12^h = Mitternacht, z. B. März 1, $18^h\,45^m$ = März 2, $6^h\,45^m$ vormittags bürgerlich; März 11, $37^h\,10^m$ = März 13, $1^h\,10^m$ vormittags bürgerlich.

MEZ 0^h		März 1	6	11	16	21	26	31	April 5	10	15	20	25	30
☿	AR	$21^h\,47^m$	22.19	22.52	23.27	0.1	0.37	1.13	1.49	2.20	2.46	3.4	3.12	3.12
	D	$-15,5^0$	−12,8	−9,5	−5,7	−1,5	+3,2	+7,9	+12,3	+16,1	+18,8	+20,3	+20,7	+19,9
♀	AR	$1^h\,16^m$	1.37	1.59	2.21	2.43	3.5	3.27	3.50	4.12	4.34	4.56	5.17	5.38
	D	$+8,3^0$	+10,8	+13,1	+15,4	+17,5	+19,4	+21,2	+22,7	+24,1	+25,2	+26,0	+26,6	+27,0
☉	AR	$22^h\,48^m$	23.7	23.26	23.44	0.2	0.20	0.38	0.57	1.15	1.33	1.52	2.11	2.30
	D	$-7,6^0$	−5,7	−3,7	−1,8	+0,2	+2,2	+4,1	+6,1	+7,9	+9,8	+11,5	+13,2	+14,8
♂	AR	$17^h\,45^m$	17.59	18.13	18.27	18.40	18.54	19.7	19.20	19.34	19.47	19.59	20.12	20.24
	D	$-23,4^0$	−23,5	−23,6	−23,6	−23,5	−23,4	−23,2	−22,9	−22,6	−22,2	−21,8	−21,3	−20,8
♃	AR	$17^h\,8^m$		17.12		17.15		17.16		17.16		17.15		17.12
	D	$-22,2^0$		−22,3		−22,3		−22,3		−22,3		−22,3		−22,3
♄	AR	$14^h\,3^m$				14.0				13.54				13.49
	D	$-9,7^0$				−9,3				−8,8				−8,3

Δ = **Sternzeit i. mittl. Mittag v. Stargard**; für östl. bzw. westl. Länge λ^0 v. Greenwich

$$\mp\ \lambda \cdot 0.657^s + 9,86^s$$

Zeitgl. = Mittl. Z. − Wahre Z.

Δ	$22^h\,35^m\,53^s$	22. 55.36	23. 15.19	23. 35.1	23. 54.44	0. 14.27	0. 34.10	0. 53.52	1. 13.35	1. 33.18	1. 53.1	2. 12.44	2. 32.26
Zeitgl.	$+12^m\,31^s$	+11.27	+10.12	+8.49	+7.20	+5.49	+4.17	+2.48	+1.24	+0.6	−1.4	−2.3	−2.49

Breite von Berlin ($52^0\,30'$). Länge v. Stargard. Untergang u. folg. Aufgang d. ob. ☉-Randes. MEZ.

☉ Unterg.	$5^h\,39^m$	5.48	5.57	6.6	6.15	6.23	6.32	6.41	6.50	6.58	7.7	7.16	7.25
☉ Aufg.	$18^h\,45^m$	18.33	18.22	18.10	17.58	17.47	17.35	17.24	17.12	17.1	16.50	16.39	16.29

Breite von Berlin ($52^0\,30'$). Länge v. Stargard. Aufgang u. folg. Untergang d. ob. ☾-Randes. MEZ.

☾ Aufg.	$16^h\,58^m$	19.29	21.36	0.41	6.44	13.7	16.43	18.41	21.34	1.42	8.19	13.42	16.0
☾ Unterg.	$26^h\,6^m$	29.55	37.10	16.21	18.49	21.57	27.25	32.58	36.49	15.54	18.20	22.56	28.39

Mondphasen MEZ	Neumond	Erstes Viertel	Vollmond	Letztes Viertel
	März 5. $4^h\,57,7^m$	März 13. $5^h\,50,4^m$	März 20. $17^h\,30,1^m$	März 27. $9^h\,24,3^m$
	April 3. $20^h\,17,3^m$	April 12. $0^h\,12,1^m$	April 19. $3^h\,10,7^m$	April 25. $17^h\,28,1^m$
	Mai 3. $12^h\,0,0^m$			

Verfinsterungen der Jupitertrabanten I, II, III. E: Eintritt, A: Austritt. MEZ.

I	II	III
März 10. $14^h\,52,5^m$ E	April 2. $15^h\,0,8^m$ E	März 4. $17^h\,0,1^m$ E	April 5. $16^h\,32,2^m$ E	März 12. $14^h\,1,0^m$ A
17. $16^h\,45,8^m$ E	18. $13^h\,15,9^m$ E	22. $13^h\,46,1^m$ A	30. $13^h\,33,4^m$ E	19. $15^h\,45,5^m$ E
26. $13^h\,7,4^m$ E	25. $15^h\,9,3^m$ E	29. $13^h\,58,0^m$ E		April 24. $11^h\,33,1^m$ E
		29. $16^h\,20,3^m$ A		24. $13^h\,52,2^m$ A

Tägliches Erscheinen und Verschwinden der Planeten. Breite von Berlin. Länge v. Stargard.

MEZ	☿	♀ Abendstern	♂ (Wg, Sk, Sch)	♃ (Wg, Sk)	♄ (J)
März 1.	—	D_a 6,0 U 9,5	A 15,4 D_m 17,5	A 14,5 D_m 17,8	A 10,2 D_m 17,6
„ 11.	—	D_a 6,4 U 10,0	A 15,2 D_m 17,2	A 14,0 D_m 17,3	A 9,5 D_m 17,1
„ 21.	—	D_a 6,6 U 10,5	A 15,0 D_m 17,0	A 13,4 D_m 17,0	A 8,8 D_m 16,8
„ 31.	(7,3h)	D_a 6,9 U 11,0	A 14,7 D_m 16,8	A 12,7 D_m 16,6	A 8,1 D_m 16,6
April 10.	D_a 7,9h U 8,7h	D_a 7,2 U 11,4	A 14,4 D_m 16,4	A 12,1 D_m 16,2	A 8,0 D_m 16,2
„ 20.	D_a 8,1h U 9,2h	D_a 7,4 U 11,8	A 14,1 D_m 16,1	A 11,4 D_m 15,8	A 8,2 D_m 15,9
„ 30.	D_a 8,4h U 8,6h	D_a 7,7 U 12.0	A 13,8 D_m 15,8	A 10,7 D_m 15,5	A 8,4 D_m 15,6

A = Aufgang; U = Untergang; D_a und D_m = Erscheinen bzw. Verschwinden i. d. Dämmerung.

Venus in Konjunktion mit dem **Mond**, März 8, 15h. **Mars in Konjunktion** mit dem **Mond**, März 27, 22h. **Merkur** in gr. östl. Elong. (19° 53′), April 16, 16h. **Venus** in gr. östl. Elong. (45° 40′), April 21, 16h. **Sternbedeckungen:** γ-Virginis, März 21, $7^h\,54,3^m$; Aldebaran, April 8, $8^h\,59,3^m$. *A. Weill.*

Himmelserscheinungen im Mai und Juni 1924.

Stundenzählung astronomisch. 0^h = Mittag, 12^h = Mitternacht, z. B. Mai 5. $16^h\,20^m$ = Mai 6. $4^h\,20^m$ vormittags bürgerlich.

MEZ 0h	Mai 5	10	15	20	25	30	Juni 4	9	14	19	24	29	Juli 4
☿ AR	$3^h\,4^m$	2.54	2.45	2.42	2.46	2.56	3.12	3.34	4.2	4.35	5 15	5 59	6.47
☿ D	$+18{,}1^\circ$	$+15{,}9$	$+13{,}9$	$+12{,}6$	$+12{,}3$	$+12{,}9$	$+14{,}2$	$+16{,}1$	$+18{,}3$	$+20{,}6$	$+22{,}6$	$+23{,}9$	$+24{,}2$
♀ AR	$5^h\,58^m$	6.16	6.33	6.47	7.0	7.9	7.15	7.17	7.15	7.8	6.58	6.45	6.32
♀ D	$+27{,}2^\circ$	$+27{,}1$	$+26{,}8$	$+26{,}5$	$+25{,}9$	$+25{,}2$	$+24{,}5$	$+23{,}7$	$+22{,}8$	$+21{,}9$	$+21{,}0$	$+20{,}1$	$+19{,}3$
☉ AR	$2^h\,49^m$	3.8	3.28	3.48	4.8	4.28	4.49	5.9	5.30	5.51	6.11	6.32	6.53
☉ D	$+16{,}2^\circ$	$+17{,}6$	$+18{,}8$	$+20{,}0$	$+20{,}9$	$+21{,}8$	$+22{,}4$	$+22{,}9$	$+23{,}3$	$+23{,}6$	$+23{,}4$	$+23{,}2$	$+22{,}9$
♂ AR	$20^h\,36^m$	20.48	20.59	21.10	21.21	21.31	21.41	21.50	21.59	22.7	22.14	22.20	22.26
♂ D	$-20{,}3^\circ$	$-19{,}8$	$-19{,}2$	$-18{,}7$	$-18{,}1$	$-17{,}6$	$-17{,}0$	$-16{,}5$	$-16{,}1$	$-15{,}7$	$-15{,}3$	$-15{,}0$	$-14{,}9$
♃ AR	$17^h\,11^m$		17.6		17.2		16.56		16.51		16.46		16.41
♃ D	$-22{,}2^\circ$		$-22{,}2$		$-22{,}1$		$-22{,}0$		$-21{,}8$		$-21{,}7$		$-21{,}6$
♄ AR	$13^h\,47^m$				13.42				13.39				13.39
♄ D	$-8{,}1^\circ$				$-7{,}7$				$-7{,}5$				$-7{,}6$

Δ = **Sternzeit i. mittl. Mittag v. Stargard**; für östl. bzw. westl. Länge λ^0 v. Greenwich. $\mp\ \lambda \cdot 0.657^s + 9.86^s$

Zeitgl. = Mittl. Z. — Wahre Z.

Δ	$2^h\,52^m\,9^s$	3. 11.52	3. 31.35	3. 51.17	4. 11.0	4. 30.43	4. 50.26	5. 10.9	5. 29.51	5. 49.34	6. 9.17	6. 29.0	6. 48.42
Zeitgl.	$-3^m\,22^s$	-3.41	-3.47	-3.38	-3.16	-2.41	-1.54	-1.0	$+0.1$	$+1.5$	$+2.9$	$+3.12$	$+4.10$

Breite v. Berlin (52°30′). Länge v. Stargard. Untergang u. folg. Aufgang d. ob. ☉-Randes. MEZ.

☉ Unterg.	$7^h\,33^m$	7.41	7.49	7.57	8.4	8.11	8.16	8.21	8.24	8.26	8.27	8.27	8.25
☉ Aufg.	$16^h\,20^m$	16.11	16.3	15.56	15.49	15.44	15.40	15.37	15.36	15.36	15.37	15.40	15.44

Breite v. Berlin (52° 30′). Länge v. Stargard. Aufgang u. folg. Unterg. d. ob. ☾-Randes. MEZ.

☾ Aufg.	$18^h\,8^m$	22.16	3.4	9.44	13.21	15.14	18.13	23.29	4.39	10.15	12.36	14.45	19.3
☾ Unterg.	$33^h\,52^m$	37.27	15.15	18.29	24.15	29.44	34.18	36.52	14.43	19.31	25.26	30.37	34.5

Mondphasen MEZ

Neumond	Erstes Viertel	Vollmond	Letztes Viertel
Mai 3. $12^h\,0.0^m$	Mai 11. $15^h\,13.7^m$	Mai 18. $10^h\,52.5^m$	Mai 25. $3^h\,16.3^m$
Juni 2. $3^h\,33.9^m$	Juni 10. $2^h\,36.9^m$	Juni 16. $17^h\,41.4^m$	Juni 23. $15^h\,16.0^m$
Juli 1. $18^h\,35.0^m$			

Verfinsterungen der **Jupitertrabanten I, II, III.** E: Eintritt, A: Austritt. MEZ.

I				II		III	
Mai 4.	$11^h\,31{,}1^m$ E	Juni 5.	$8^h\,2{,}9^m$ E	Mai 25.	$10^h\,37{,}5^m$ E	Juni 6.	$13^h\,45{,}9^m$ A
Mai 11.	$13^h\,24{,}7^m$ E	Juni 5.	$10^h\,14{,}3^m$ A	Juni 1.	$13^h\,13{,}6^m$ E		
Mai 20.	$9^h\,46{,}8^m$ E	Juni 12.	$12^h\,8{,}3^m$ A	Juni 19.	$10^h\,11{,}1^m$ A		
Mai 27.	$11^h\,40{,}6^m$ E	Juni 19.	$14^h\,2{,}4^m$ A	Juni 26.	$12^h\,48{,}4^m$ A		
Juni 3.	$13^h\,34{,}4^m$ E	Juni 28.	$10^h\,25{,}2^m$ A				

Tägliches **Erscheinen** und **Verschwinden** der **Planeten.** Breite v. Berlin. Länge v. Stargard.

MEZ	☿ Abendstern	♀ Abendstern	♂ (L, J)	♃ (Wg)	♄ (Jungfrau)
Mai 1.	(8,5h)	D_a 7,7h U 12,0h	A 13,7h D_m 15,6h	A 10,6h D_m 15,6h	D_a 8,5h U 16,4h
„ 11.	—	D_a 8,0h U 11,9h	A 13,3h D_m 15,4h	A 9,9h D_m 15,3h	D_a 8,7h U 15,9h
„ 21.	A 15,6h D_m 15,7m	D_a 8,3h U 11,7h	A 12,9h D_m 15,2h	A 9,1h D_m 14,9h	D_a 8,9h U 15,4h
„ 31.	A 15,1h D_m 15,3m	D_a 8,5h U 11,2h	A 12,5h D_m 15,0h	D_a 9,1h D_m 14,8h	D_a 9,2h U 14,4h
Juni 10.	A 14,9h D_m 15,2m	D_a 8,6h U 10,4h	A 12,1h D_m 14,8h	D_a 9,2h D_m 14,7h	D_a 9,3h U 13,7h
„ 20.	A 14,8h D_m 15,1m	D_a 8,7h U 9,4h	A 11,6h D_m 14,8h	D_a 9,3h D_m 14,7h	D_a 9,4h U 13,1h
„ 30.	A 15,1h D_m 15,1m	—	A 11,1h D_m 14,9h	D_a 9,4h U 14,1h	D_a 9,5h U 12,4h

A = Aufgang; U = Untergang; D_a und D_m = Erscheinen bzw. Verschwinden in der Dämmerung.

Mars in **Konjugation**, mit dem **Mond** Mai 23, 21h. **Venus** im größten Glanz Mai 24. **Merkur** in gr. westl. Elongation (24°15′) Juni 3, 10h. **Merkurdurchgang 1924. Mai 7**; teilweise sichtbar in Berlin; Austritt: innere Berührung $18^h\,36^m\,19^s$, äußere Berührung $18^h\,39^m\,19^s$.

A. Weill.

Nachdruck nur mit Quellenangabe und mit Genehmigung der Verlagshandlung gestattet.

Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck der Univ.-Druckerei H. Stürtz A. G., Würzburg.